

# Phasensprung bei der partiellen Reflexion irregulärer Wasserwellen an steilen Uferböschungen

VON FRITZ BÜSCHING

URN:NBN:DE:0066-201006013

## Zusammenfassung

Eine im Verlauf des Wellenbrechvorganges landseitig entstehende Transmissionswelle mit der Phasengeschwindigkeit  $c_t < c_i$  erfordert aus Gründen der Impulserhaltung seeseitig die gleichzeitige Bildung einer Reflexionswelle mit örtlich negativer Wasserspiegelauslenkung. Die Überlagerung der anlaufenden mit der reflektierten Welle ergibt eine partielle Clapotis mit Phasensprung.

Für die Untersuchung partiell stehender Wellen an steilen Uferböschungen im Modellmaßstab 1:5 wurde auf entsprechende Messungen eine spezielle spektrale Analysetechnik angewandt. Auf dieser Grundlage gewonnene frühere Ergebnisse zum Phänomen anomaler Dispersion und frequenzabhängiger Reflexion werden zusammengefasst und durch neue Auswertungen im Hinblick auf das Vorliegen von Phasensprüngen ergänzt: Die bauwerksnahen imperfekten Knoten eines Kollektivs partiell stehender Wellen (Partialwellen) vor glatten Böschungen befinden sich in unmittelbarer Nähe des Schnittpunktes, den der Ruhewasserspiegel mit der Böschungsoberfläche bildet. Eine dementsprechende partielle Reflexion mit einem Phasensprung  $\Delta\varphi \approx 180^\circ$  führt zur Definition negativer Reflexionskoeffizienten  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi) < 0$  mit der Folge, dass ein Wellenberg als Wellental reflektiert wird und umgekehrt.

Strukturierte (raue) Oberflächen (wie Hohldeckwerke einerseits und großvolumige Hohlformkörper andererseits) bewirken Phasendifferenzen  $\Delta\varphi < 180^\circ$  zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen mit Reflexionskoeffizienten zwischen  $C_r < +1,0$  und  $C_r > -1,0$ .

Minimale Beträge des Reflexionskoeffizienten  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$  ergeben sich für die Phasendifferenzen  $\Delta\varphi \approx 90^\circ$ .

## Summary

*A wave of transmission originating at the landward side of the initial breaking wave requires the simultaneous formation of a reflected wave at the seaward side. According to the conservation of momentum, the water level deflection of the reflected wave locally must be negative. Superimposition of incident and reflected waves, results in the formation of a partial standing wave (partial clapotis) comprising of a phase jump.*

*For the investigation of partial standing waves at steep sloping structures, a special analyzing technique had been adopted. Previous results on the phenomenon of anomalous dispersion and on frequency dependent reflections are summarized and are supplemented by evaluations on the existence of phase jumps between incident and reflected waves. The nodes of superimposing partial clapotis component waves nearest to a smooth structure are very close to the point of intersection IP, where the still water level intersects the face of the structure. Such a partial reflection, assigned by a phase jump of  $\Delta\varphi \approx 180^\circ$ , leads to the definition of a negative coefficient of reflection  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi) < 0$ , implying the effect that a wave crest is reflected as a wave trough and vice versa. Structured (rough) surfaces (like hollow revetments or big hollow blocks) cause phase differences  $\Delta\varphi < 180^\circ$  between incident and reflected waves together with reflection coefficients ranging between  $C_r < +1,0$  and  $C_r > -1,0$ . Minimal magnitudes of reflection coefficients  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$  are found for phase differences  $\Delta\varphi \approx 90^\circ$ .*

## Keywords

*Phasensprung, Reflexionskoeffizient, partielle Clapotis, Wellenbrechen, Deckwerk, Hohldeckwerk, Hollow Cubes, Wellenspektrum, anomale Dispersion.*

## Inhalt

1. Einführung
2. Methode
3. Resonante Beckenschwingungen und anomale Dispersion der Frequenzkomponenten partiell stehender Wellen
4. Reflexionskoeffizienten partiell stehender Wellen (Partialwellen) und selektive Reflexion von Partialwellen
5. Relative Phasenlage partiell stehender Wellen an steilen Böschungen sowie resultierende Wellenverformung

6. Weitergehende Überlegungen zum Auftreten eines Phasensprunges zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen
7. Abschätzung des Einflusses der Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  auf den Reflexionskoeffizienten  
 $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$
8. Schlussfolgerungen (Hypothese und weitere Beobachtungen)
9. Schriftenverzeichnis

## 1. Einführung

In den 1990er Jahren ist in einer Vielzahl von Modelluntersuchungen im Wellenkanal der Fachhochschule Bielefeld die besondere hydraulische Effektivität so genannter Hohldeckwerke (patentierte durchströmbare Böschungsdeckwerke) im Modellmaßstabe 1:5 nachgewiesen worden, vergl. Abb.1. Dabei hatte sich der Autor von der Vorstellung leiten lassen, dass es sich bei der wellenerzeugten Wasserbewegung an Böschungen insgesamt um erzwungene Schwingbewegungen handelt, für die die Wirkungen der von See kommenden Wellen die Erregerkräfte darstellen.

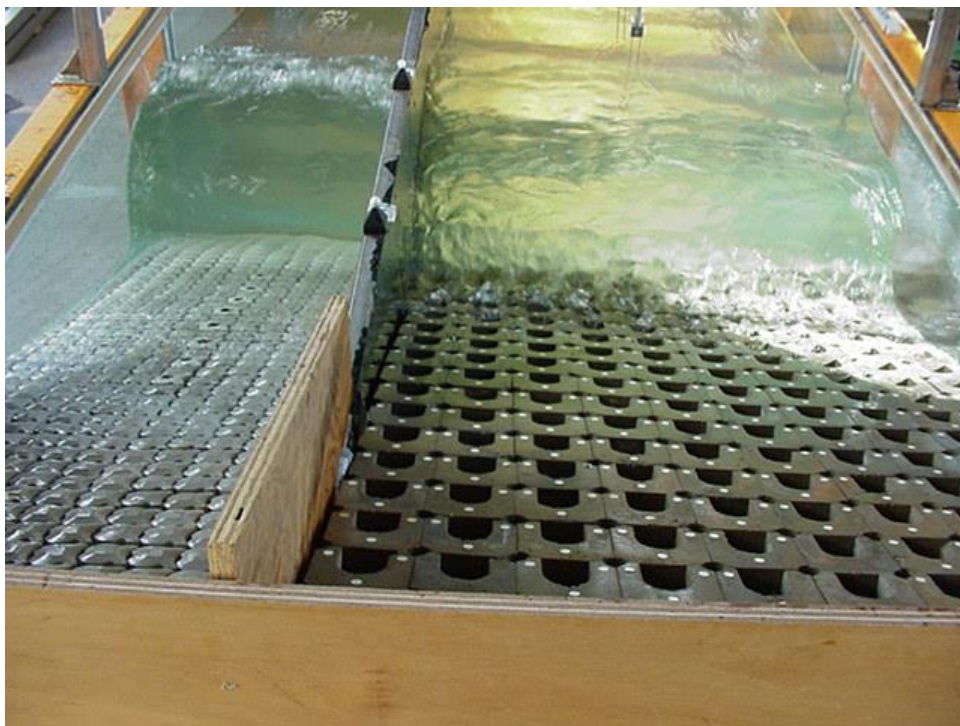


Abb. 1: Sturzbrecher an einer Vergleichsanordnung (hier quasi glatte Böschung) (links) und partieller Sturzbrecher (collapsing breaker) an einem Hohldeckwerk (rechts).

Als ausgeprägte Freiheitsgrade des Gesamtsystems sind in dieser Anordnung einerseits die der partiellen Reflexion entsprechenden Wasserspiegelauslenkungen und die Wellenauflauf-Rücklaufbewegung (Waschbewegung) andererseits anzusehen [1]. Es konnte gezeigt werden, dass die betreffenden strömungsverändernden Einwirkungen auf die Waschbewegung zugunsten eines geringeren Wellenauflaufes sich auch auf den Freiheitsgrad der partiellen Clapotis im Sinne geringerer Brecherhöhen, einer veränderten Brecherform und deren Lage relativ zum Bauwerk auswirken. Dagegen befasst sich der vorliegende Beitrag nunmehr von vornherein mit dem Freiheitsgrad der partiellen Clapotis, und zwar insbesondere mit der Phasendifferenz, die bei der partiellen Reflexion an geneigten Uferböschungen zwischen den anlaufenden und den reflektierten Wellen auftritt. Diese Thematik ist von Bedeutung, weil Erosionen an den Böschungen und Kolkbildungen am Fuße von Küstenschutzbauwerken vor allem auf die Wechselwirkung anlaufender und reflektierter Wellen zurückzuführen sind. Nachdem ein Effekt der Phasenverschiebung bereits von Schoemaker und Thijssse (1949) [2] vermutet worden war, hatte dieser bei den folgenden einschlägigen Untersuchungen zur Reflexion in den 1980er und 1990er Jahren - im Gegensatz zur Problematik des Reflexionskoeffizienten  $C_r$  - nur

relativ wenig Beachtung gefunden. Sutherland and O'Donoghue (1998) [4] haben den bis dahin bekannten Wissensstand aus etwa 20 Arbeiten (Schrifttumsangaben) analysiert und mit weiteren umfangreichen eigenen Messungen ergänzt. Auf der Basis eines umfangreichen experimentellen Datensatzes, der normal und unter einem Winkel anlaufende regelmäßige und irreguläre Wellen umfasst, kommen sie zu dem Ergebnis, dass die Phasenverschiebung  $\gamma$  auffälligerweise nur durch eine dimensionslose Zahl  $\chi_3$  bestimmt ist. Als sogenannter Phasenparameter ist dieser definiert durch die Neigung der Struktur  $\tan \alpha = 1:m$ , die Wassertiefe  $d_t$  am Fuß des Böschungsbauwerks, die Wellenperiode  $T$  und die Wellenanlaufhöhe  $\theta$ .

$$\chi_3 = \chi \sqrt{\cos \theta} = \frac{1}{\tan \alpha} \sqrt{\frac{d_t \cos \theta}{gT^2}}. \quad (1)$$

Demnach sollen also weder die Wellenhöhe noch Energieumwandlungsprozesse jeglicher Art Einfluss auf die Phasenverschiebung haben. Insgesamt geben die Verfasser für die Phasenverschiebung  $\gamma$  sowohl 2 theoretische lineare Funktionen  $\gamma = f(\chi)$  für normalen Wellenanlauf als auch 5 experimentelle Potenzfunktionen  $\gamma = f(\chi)$  bzw.  $\gamma = f(\chi_3)$  als Näherungskurven für 2- bzw. 3-dimensionale regelmäßige und irreguläre Wellen an.

Beispielsweise lautet diejenige für dreidimensionale irreguläre Wellen:

$$\gamma = -11,13 \cdot \pi \cdot \chi_3^{1,41}. \quad (2)$$

Dabei wurde als Bezugspunkt für die Phasenverschiebung der Koordinatenursprung im Ruhewasserspiegel oberhalb des Böschungsfußes festgelegt und die Richtung der positiven x-Achse landwärts gewählt.

Auf die Herstellung von Bezügen zu diesen Ergebnissen (eher kleineren Maßstabs) wird jedoch bei den vorliegenden Untersuchungen vorerst verzichtet, weil davon abweichend hier

- als Bezugspunkt IP der Durchstoßpunkt der Böschungsneigung durch den Ruhewasserspiegel festgelegt ist mit der Folge, dass die hier ermittelte Phasendifferenz  $\Delta \varphi \neq \gamma$  ist,
- die Untersuchungen sich ausschließlich auf die zweidimensionale Retro-Reflexion an zwei relativ steilen Böschungsneigungen beschränken,
- entgegen der betreffenden obigen Einlassung den Wechselwirkungen zwischen Phasenverschiebung und Energiedissipation beim Wellenbrechen essenzielle Bedeutung zugewiesen wird und
- bei der Reflexion von einem Böschungsbauwerk davon ausgegangen wird, dass die reflektierte Welle infolge von Absorptionsprozessen nicht nur mit einer zur anlaufenden Welle (der Höhe  $H_i$ ) unterschiedlichen Wellenhöhe  $H_r < H_i$  sondern auch mit einem *modifizierten* Phasenunterschied  $\Delta \varphi$  in Erscheinung tritt.

Das Fazit der folgenden Analysen und Überlegungen sei bereits an dieser Stelle vorweggenommen:

**An ebenen steilen Böschungen kommt es beim Brechvorgang der Wellen nicht nur zur Reflexion und Dissipation, sondern auch zur Transmission.**

**Phänomenologisch wird dabei von der folgenden Modellvorstellung ausgegangen:**

Im Verlauf des dissipativen Brechvorganges entsteht aus der sich mit der Phasengeschwindigkeit  $c_i$  fortpflanzenden Ursprungswelle der Wellenhöhe  $H_i$  als Transmissionswelle landseitig ein Wellenimpuls mit der Höhe  $H_t < H_i$  und der Fortschrittsgeschwindigkeit  $c_t < c_i$ . Gleichzeitig formt sich seeseitig eine reflektierte Welle mit der Wellenhöhe  $H_r < H_i$ .

Entscheidend ist dabei, dass die positive Wasserspiegelauslenkung der transmittierten Übertragungswelle aus Gründen der Impulserhaltung örtlich eine negative Wasserspiegelauslenkung der Reflexionswelle erfordert. Somit kommt es bei der Überlagerung der anlaufenden und der reflektierten Welle zu einer partiellen Clapotis mit Phasensprung, wobei die Kinematik des Wellenbrechens (etwa in der Form eines Sturzbrechers) nahe IP der Partikelbewegung in einem unvollkommenen Schwingungsknoten nahekommmt.

## 2. Methode

Die den Untersuchungen zugrundeliegenden Messungen wurden im Wellenkanal der Fachhochschule Bielefeld University of Applied Sciences durchgeführt.

Da die verwendete spezielle Methode der spektralen Messdatenauswertung noch nicht allgemein bekannt sein dürfte, werden nachfolgend die damit gewonnenen Ergebnisse bezüglich der Thematik der Reflexion an Bauwerken für die Böschungsneigungen  $1:m = 1:3$  und  $1:2$  zusammengefasst. Das besondere Augenmerk ist dabei jedoch auf den Vorgang der Reflexion an einer *glatten* geneigten Böschungsoberfläche gerichtet, die bei den betreffenden Untersuchungen als Referenzrandbedingung gedient hatte, vergl. Abb.2.

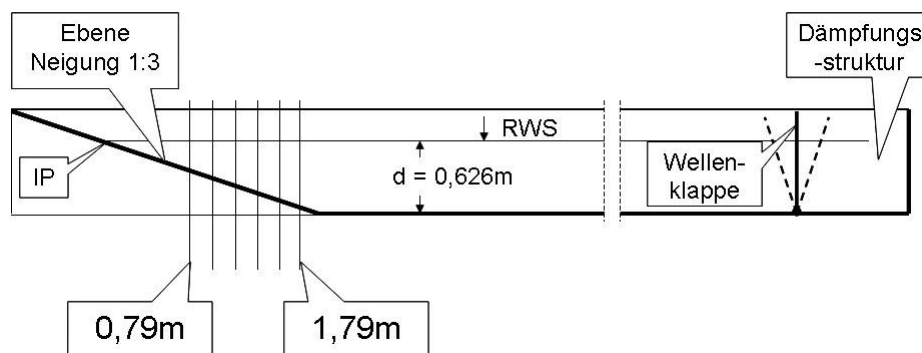


Abb. 2: Wellenkanal der Fachhochschule Bielefeld schematisch und unmaßstäblich.

Als von der Klappenwellenmaschine erzeugtes Steuerspektrum (input spectrum) wurde ein solches verwendet, das nach Umrechnung auf den Naturmaßstab denjenigen ähnelt, die vom Verfasser nahe der Brecherzone der Insel Sylt während einer schweren Sturmflut gemessen worden waren [5]. Dementsprechend war der wesentliche Anteil der Energiedichte im Modellspektrum etwa im Frequenzbereich  $0,48 \text{ Hz} \leq f \leq 0,62 \text{ Hz}$  konzentriert.

Für die Böschungsneigung  $1:m = 1:3$  beziehen sich in der Vergleichsanordnung die in Rede stehenden Untersuchungen auf die Beobachtung hochenergetischer Beckenschwingungen (mit Wellenhöhen bis etwa  $H = 0,3 \text{ m}$ ), für deren gewünschtes Auftreten im Sinne hoher Böschungsbelastungen auf Maßnahmen zur Kompensation der Re-Reflexion von der Wellenklappe verzichtet worden war. Die weitere Besonderheit dieser Untersuchungen bestand darin, dass im Gegensatz zu anderen üblichen Methoden für die Erfassung des frequenzabhängigen Reflexionsphänomens [4] hier Pegel an einer Vielzahl von Messpositionen (90 Stationen mit Abständen von jeweils  $10 \text{ cm}$ ) für die Synchronmessungen der Wasserspiegelauslenkungen im Wellenfeld seewärts der Böschung installiert waren. Deren zeitabhängige analoge Signale wurden zunächst der Fourier-Transformation unterzogen, um u. a. für Aussagen bezüglich des Energiegehaltes definierter Frequenzbänder verwendet zu werden. Die gemessenen bzw. berechneten Energiedichte-Spektren repräsentieren dabei an jeder Pegelposition die überlagerten vertikalen Wasserspiegelauslenkungen (Quadratwerte) der von der Wellenklappe kommenden, der von der Böschung reflektierten und der von der Wellenklappe ggf. wiederum re-reflektierten Wellen (composite energy spectra).

Abb. 03 enthält beispielhaft für den Bereich vom Böschungsfuß (Station  $1,79 \text{ m}$ ) bis etwa in die Zone maximaler Brecherinstabilität (Station  $1,79 \text{ m}$  bis  $0,79 \text{ m}$ , Abb.02) sechs derartige übereinander dargestellte Spektren der Wasserspiegelauslenkungen oberhalb der Böschung. Da an jedem Messort die von einem Spektrum jeweils eingeschlossene Fläche  $IA$  (integrated spectrum area) der resultierenden potentiellen Wellenenergie proportional ist, wurden solche Werte nachfolgend als Grundlage für die Beschreibung der Energieverteilung im Kanal bezogen auf unterschiedliche Frequenzbänder verwendet. Die Diagramme der Abbildungen 4 bis 6 zeigen solche Energiewerte bezüglich unterschiedlicher Frequenzbänder - aufgetragen über der Pegelentfernung von der Böschung. Hierfür ist als Bezugspunkt im unteren Teil der Abbildung der Durchstoßpunkt des Ruhewasserspiegels (RWS) durch die Böschungsoberfläche mit IP bezeichnet. Für den insgesamt analysierten Frequenzbereich  $0,0326 \text{ Hz} \leq f \leq 1,3997 \text{ Hz}$  fällt insbesondere im oberen Teil der Abb.4 die *Periodizität* in den für die *glatte Böschung* aufgetragenen Integralwerten der (potentiellen) Energie (rote Kurve) auf, die offenbar die Dominanz einer (resultierenden) partiell *stehenden* Welle bestätigen, zumal die potentielle Energie einer solchen - im Gegensatz zu derjenigen einer fortschreitenden Welle - am Ort verbleibt. Ihre Länge kann hier etwa als Distanz zwischen dem ersten und dem dritten Energieminimum zu ca.  $L_C = 3,65 \text{ m}$  abgegriffen werden.

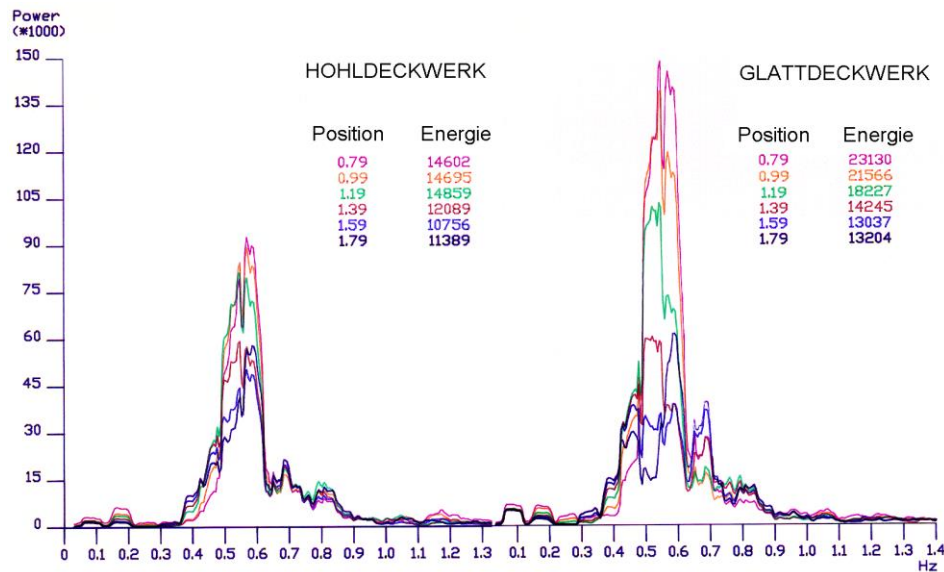


Abb. 3: Sechs synchron über der Böschung gemessene Energiedichte-Spektren der vertikalen Wasserspiegelauslenkungen über der Neigung 1:3 an Positionen 0,79m bis 1,79m von IP; links für das Hohldeckwerk, rechts für eine glatte Böschung.

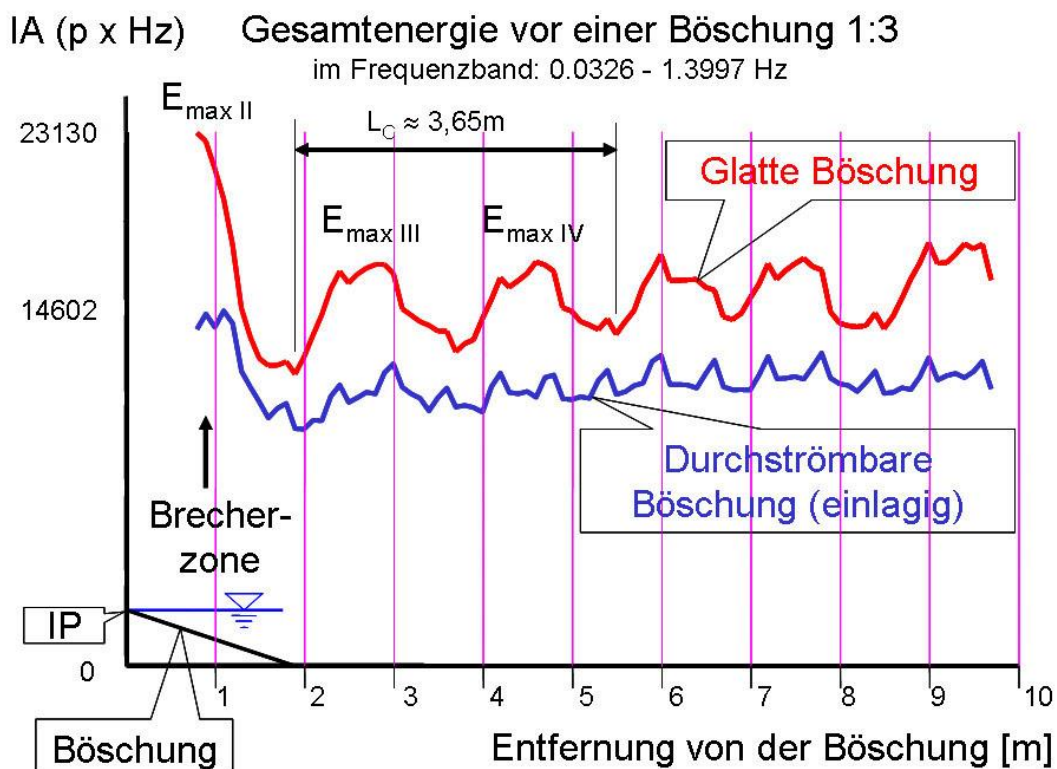


Abb. 4: Integralwerte der spektralen Energie im Gesamtfrequenzband  $0,03 \leq f \leq 1,4\text{Hz}$  dokumentieren die Existenz einer partiellen Clapotis (rot) vor einer glatten Böschung mit der Neigung  $1:m = 1:3$ . Die entsprechende Kurve (blau) für ein Hohldeckwerk gleicher Neigung belegt demgegenüber ein geringeres mittleres Energieniveau und weist für  $E_{\max II}$  eine deutliche seewärtige Verschiebung auf.

Wenn die experimentellen Funktionen der Abb.4 auch einige Abweichungen von einer theoretisch etwa als glatt vermuteten Gestalt aufweisen, wird nachfolgend doch deutlich werden, dass hieraus sehr wohl wichtige



Schlussfolgerungen gezogen werden können, insbesondere wenn nachfolgend die Energie von Teilfrequenzbändern untersucht wird und das Signalrauschen oberhalb etwa 0,8Hz unberücksichtigt bleibt.

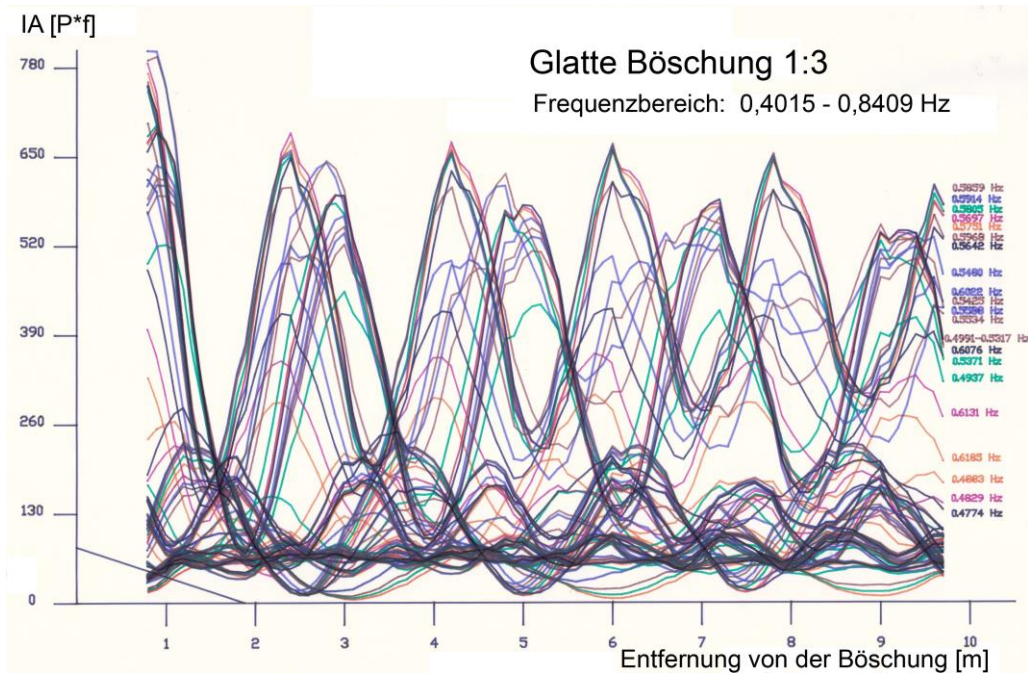


Abb. 5: Glatte Böschung: Energielinien aller Frequenzkomponenten im Frequenzbereich  $0,4015\text{Hz} \leq f \leq 0,8409\text{ Hz}$ .

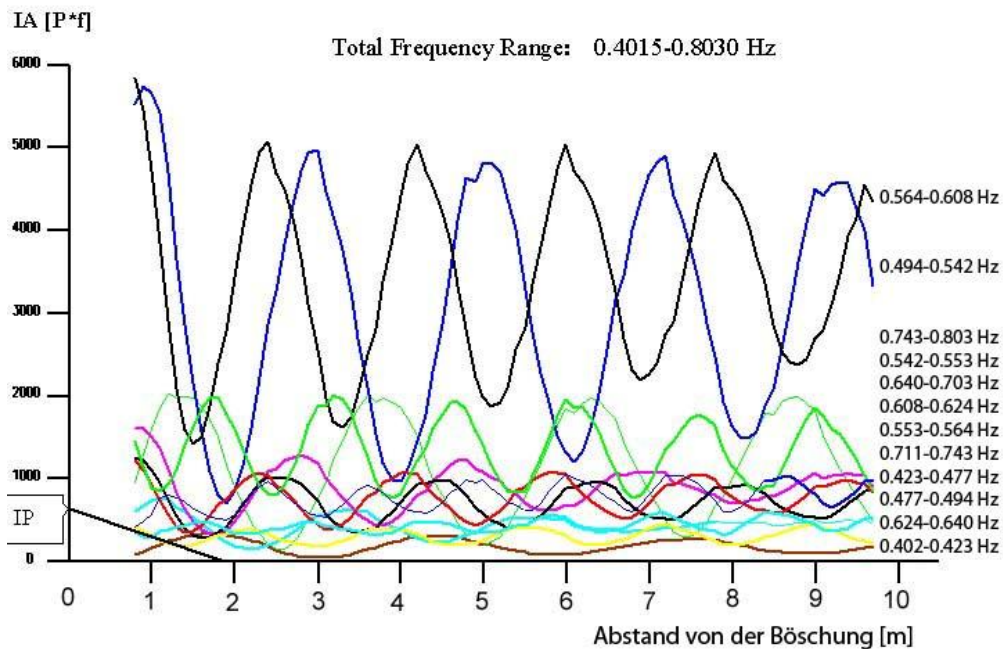


Abb. 6: 12 Energielinien abgrenzbarer partiell stehender Teilwellen (Partialwellen) an einer glatten Böschung der Neigung 1:m = 1:3 im Frequenzbereich  $0,4015\text{Hz} \leq f \leq 0,8030\text{Hz}$ .

Abb.5 enthält zunächst die entsprechende Darstellung für alle Frequenzkomponenten separat für das Frequenzband  $0,4015\text{Hz} \leq f \leq 0,8409\text{Hz}$  (mit dem Frequenzpunktabstand  $\Delta f = 0,00543\text{Hz}$ ). Das markante hier

vorzufindende Phänomen besteht offenbar darin, dass es Energielinien gibt, deren horizontale Extremwertabstände und Phasenwinkel mit denjenigen anderer Energielinien annähernd übereinstimmen und somit deren zugehörige Frequenzkomponenten annähernd gleiche Wellenlängen aufweisen.

Im Zuge der weiteren Datenbehandlung wurden die Energieanteile derart ähnlicher benachbarter Frequenzbereiche zusammengefasst, woraus sich für den Frequenzbereich  $0,4015\text{Hz} \leq f \leq 0,8030\text{Hz}$  eine Reduzierung auf 12 Kurven unterschiedlich breiter Teilfrequenzbereiche ergab, vergl. Abb.6. Demnach kann im vorliegenden Fall die oben durch Abb.4 dokumentierte partielle Clapotis etwa auch als Resultierende aus der Überlagerung eines Satzes von 12 solcher gleichzeitig im Wellenkanal existierender partieller Clapotiswellen begriffen werden.

Zur Unterscheidung der resultierenden partiellen Clapotis (etwa nach Abb.4) von ihren hier definierten Komponenten werden letztere im Folgenden auch kurz als „Partialwellen“ (partiell stehende Teilwellen) bezeichnet.

Die generellen Eigenschaften von Partialwellen können etwa, wie in Abb.7 dargestellt, aus der gemessenen Energieverteilung über der Wellenlänge abgeleitet werden:

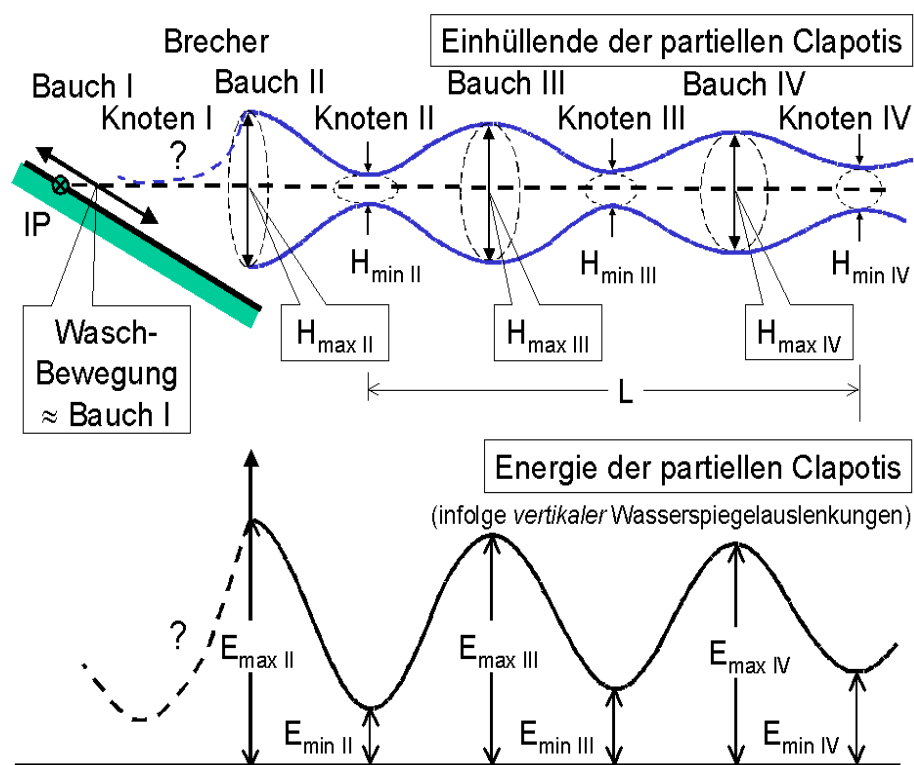


Abb. 7: Schematische Darstellung partiell stehender Wellen an einer Böschung; oben: Einhüllende der Wasserspiegelauslenkungen, unten: Energieverteilung (infolge vertikaler Wasserspiegelauslenkungen).

Im unteren Teil dieser Abbildung ist zu sehen, dass das absolute Energiemaximum ( $E_{\max II}$ ) der Böschung am nächsten liegt und die seewärtigen Maxima  $E_{\max III}$ ,  $E_{\max IV}$  ... im Betrage mit zunehmender Entfernung abnehmen. Umgekehrt wachsen die Beträge der Energieminima  $E_{\min II}$ ,  $E_{\min III}$ ,  $E_{\min IV}$  ... mit der Distanz von der Böschung. Offensichtlich korrespondieren solche Erscheinungen recht gut mit der Einhüllenden einer partiell stehenden Welle, deren Auslenkungen mit der Entfernung von IP abnehmen, vergl. oberen Teil der Abb. 7.

Im Unterschied zu der potentiellen Energie einer perfekt stehenden Welle (Clapotis), bei der den Schwingungsknoten der Wert *Null* und den Schwingungsbäuchen jeweils der maximale Energiebetrag zugeordnet ist, treten also bei der partiell reflektierten Welle markante *Abweichungen* von den genannten Extremwerten der periodischen Funktion auf. Deren Maß kann offenbar mit der Abweichung des Reflexionskoeffizienten vom Betrage  $C_r = 1,0$  in Beziehung gesetzt werden.

Darüber hinaus lassen solche Abweichungen aber auch eine phänomenologische Erklärung hinsichtlich der Wasserteilchenkinematik zu, wie sie in der Abbildung angedeutet ist:

Die Teilchenbewegungen für die Phasen der imperfekten Clapotis-Bäuche könnten durch Ellipsen mit größerer *vertikaler* Hauptachse und für die Phasen der Knoten durch Ellipsen mit größerer *horizontaler* Hauptachsen *genähert* werden, wobei sich die mit der Entfernung von der Böschung abnehmenden Reflexionswirkungen offenbar in der Verkürzung der genannten größeren Hauptachsen widerspiegeln und die kleineren Hauptachsen mit der Entfernung von der Böschung anwachsen. Nachfolgend werden Ergebnisse zusammengefasst, die auf der Existenz und den Eigenschaften der o.a. Energielinien von Partialwellen (partiell stehenden Teilwellen) beruhen und auf die im Weiteren Bezug genommen wird.

### 3. Resonante Beckenschwingungen und anomale Dispersion der Frequenzkomponenten partiell stehender Wellen

Über das Auftreten resonanter Beckenschwingungen in einem Wellenkanal war in [8] eingehend berichtet worden. Ihre Ursache ist demnach dadurch bedingt, dass bei der Wellenerzeugung gleiche Wellensequenzen mit vorgegebener Wiederholfrequenz in den Kanal eingesteuert werden und dabei jegliche Maßnahmen zur Unterbindung der Re-Reflexion von der Wellenklappe unterbleiben.

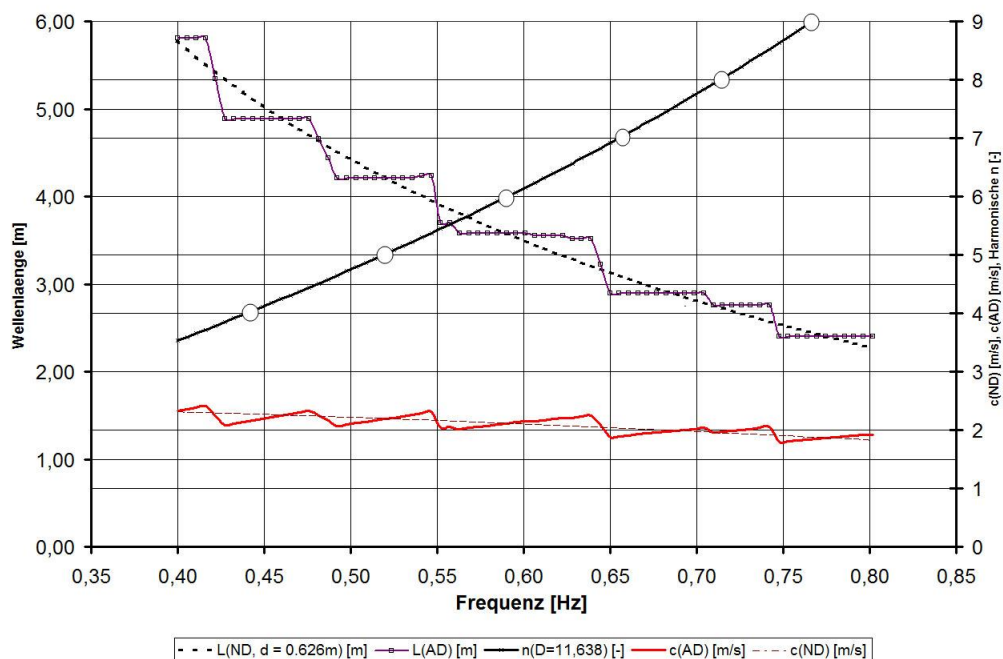


Abb. 8: Komponenten-Längen, Phasengeschwindigkeiten und Ordnungszahlen der Beckenschwingungen in Abhängigkeit von der Frequenz.

Das Phänomen der Gruppierung zu Partialwellen ist oben dargestellt. Aus der Tatsache, dass die Frequenzkomponenten der Partialwellen in den betreffenden Teilfrequenzbändern annähernd gleiche Wellenlängen aufweisen, folgt unmittelbar als Faktum die *anomale Dispersion*, da die Phasengeschwindigkeit gemäß  $c = L \cdot f$  bei konstanter Wassertiefe mit der Frequenz zunimmt. Hier ist  $dc/df > 0$ .

Im oberen Teil der Abb.8 sind die aus den oben genannten 82 Energielinien bestimmten Längen über der Frequenz als  $L(AD)(f)$  bezeichnet (AD = anomale Dispersion), während die gestrichelt (gepunktet) eingetragene Funktion  $L(ND)(f)$  die entsprechend der klassischen Dispersionsrelation für die Kanalwassertiefe  $d = 0,626\text{m}$  (gemäß normaler Dispersion, ND ( $dc/df < 0$ )) berechneten theoretischen Wellenlängenwerte angibt. Beide Funktionen können demnach auch als „Längenspektren“ bezeichnet werden. Die entsprechenden Darstellungen für die Phasengeschwindigkeiten  $c(AD)(f)$  (rot) und  $c(ND)(f)$  (Spektren der Phasengeschwindigkeiten) sind im unteren Teil der Abbildung dargestellt.

Die auffällig abgestufte Struktur der Funktion  $L(AD)(f)$  hatte den Verfasser veranlasst, die genannten 12 Partialwellen als Kennzeichen von Eigenschwingformen der im Kanal enthaltenen Wassermasse anzusehen, weil hierdurch der u.a. von elektromagnetischen Wellen bekannte Zusammenhang zwischen anomaler Dispersion und Resonanz auch für Wasserwellen nachgewiesen zu sein dürfte.



Hatte der Verfasser zur Stützung dieser These in [8] noch die Eigenformen eines Beckens mit vertikalen Wänden zugrunde gelegt, basiert die in Abb.8 enthaltene Funktion für die Ordnungszahlen der Beckenschwingungen  $n(f)$  demgegenüber auf der Geometrie eines Beckens mit einer vertikalen Wand (am Ort der Wellenklappe) und einer geneigten Wand (Böschung) an der gegenüberliegenden Seite. Dabei wird entsprechend dem in der Einführung formulierten Fazit der vorliegenden Arbeit jeweils von einem Schwingungsknoten an der Böschung und einem Schwingungsbauch an der Wellenklappe ausgegangen, vergl. Abb.9.

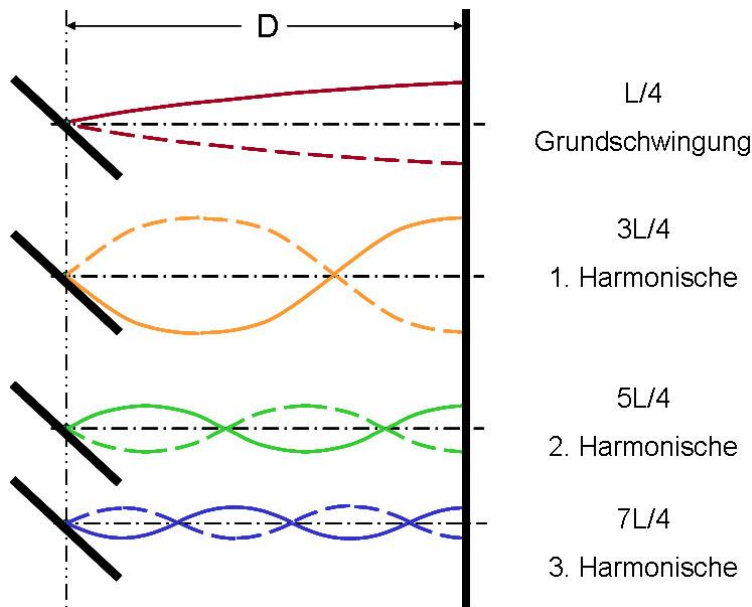


Abb. 9: Die ersten 4 theoretischen Eigenformen des Inhaltes eines Beckens mit einer geneigten und einer vertikalen Wand im Abstand  $D$

Die Eigenfrequenzen eines solchen Beckens ergeben sich zu:

$$f[\text{Hz}] = (2n + 1) \cdot \frac{c}{4 \cdot D} \quad (3)$$

Darin sind

$D$  = der maßgebliche horizontale Wandabstand gemäß Abb.9,

$c$  = die Wellenfortschrittsgeschwindigkeit und

$n$  = die Ordnungszahl der Eigenschwingung.

Mit  $n = 0$  ist die Eigenform der Grundfrequenz (fundamental) gekennzeichnet und  $n = 1, 2, 3 \dots$  werden als erste, zweite, dritte ... Oberschwingung (first, second, third harmonic) benannt, Abb.9.

Die o.a. Formel für die Eigenfrequenzen nach der Ordnungszahl  $n[-]$  aufgelöst, ergibt Formel (4):

$$n(f)[-] = \frac{2 \cdot D \cdot f}{c} - 0,5 \quad (4)$$

Mit  $c = L \cdot f$  ergibt sich ferner die Formel (5)

$$n(L)[-] = \frac{2 \cdot D}{L} - 0,5 \quad (5)$$

Wird in Formel (4) für den Wandabstand  $D = 11,638\text{m}$  (die Entfernung zwischen dem Lagerpunkt der Wellenklappe und IP) eingesetzt, so ist in Abb.8 evident, dass die Partialwellen im Wellenkanal für den dargestellten Frequenzbereich tatsächlich als Oberschwingungen mit Ordnungszahlen  $4 \leq n \leq 9$  aufgetreten sind. Dabei ist die Übereinstimmung der Funktion mit den Mittenfrequenzen der energiereichsten Partialwellen der Längen 3,58m und 4,21m am größten.

#### 4. Reflexionskoeffizienten partiell stehender Wellen und selektive Reflexion von Partialwellen

Als eine Art „selektive Reflexion“ hatte der Verfasser wiederholt die wichtige Tatsache bezeichnet, dass die Reflexion an geneigten Flächen (Böschungen) generell stark von der Frequenz abhängig ist. Demnach werden Partialwellen, auch wenn ihre Komponenten nicht durch eine anomale Dispersion gekennzeichnet sind, an Böschungen umso eher (über größerer Wassertiefe) und stärker reflektiert, je niedriger ihre Frequenz ist, vergl. Abb.6 und Abb.10 sowie [9].

Für die Bestimmung frequenzgebundener Reflexionskoeffizienten  $C_{r,i}(f)$  (der Partialwellen) hatte der Autor in [3] und [9] die Struktur der Formel von Healy (1953) übernommen, jedoch anstelle der darin enthaltenen Summen und Differenzen von Wellenhöhen die Quadratwurzeln aus den Extremwerten der Energie wie folgt verwendet.

$$C_{r,i} = \frac{\sqrt{E_{\max,i}} - \sqrt{E_{\min,i}}}{\sqrt{E_{\max,i}} + \sqrt{E_{\min,i}}} \quad (6)$$

mit:

$E_{\max,i}$  = Betrag des Energiemaximums der zur Partialwelle beitragenden Frequenzkomponenten am Schwingungsbauch  $i$ ,

$E_{\min,i}$  = Betrag des Energieminimums der zur Partialwelle beitragenden Frequenzkomponenten am Schwingungsknoten  $i$ ,

$i$  = Ordnungszahl des Schwingungsbauches bzw. Schwingungsknotens gemäß Abb.7.

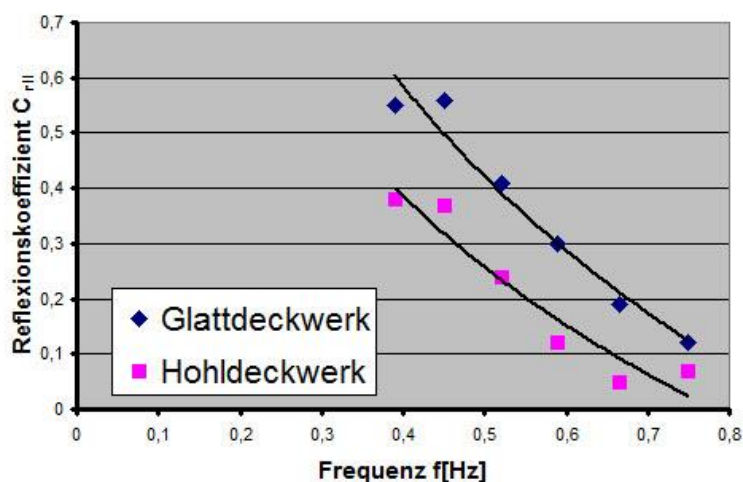


Abb. 10: Bauwerk nahste spektrale Reflexionskoeffizienten  $C_{r,II}(f)$  von Partialwellen an Böschungen 1:m = 1:3, aufgetragen über den Mittenfrequenzen der zugehörigen Teilfrequenzbereiche.

Beispielhaft sind nachfolgend die maximalen (bauwerksnahen) frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten  $C_{r,II}(f)$  (bezogen auf  $E_{\max,II}$  und  $E_{\min,II}$ ) für eine ebene Deckwerksoberfläche denjenigen eines Hohldeckwerkes für eine Böschungsneigung 1:m = 1:3 in Abb.10 gegenübergestellt.

Neben den frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten  $C_{r,II}(f)$  in Böschungsnähe erlaubt die hier beschriebene Methode darüber hinaus auch Aussagen über das seewärtige Abklingen der Reflexionswirkungen, die insbesondere für die Sicherheit des bauwerksnahen Schiffsverkehrs bei Hafeneinfahrten von Belang sein können.

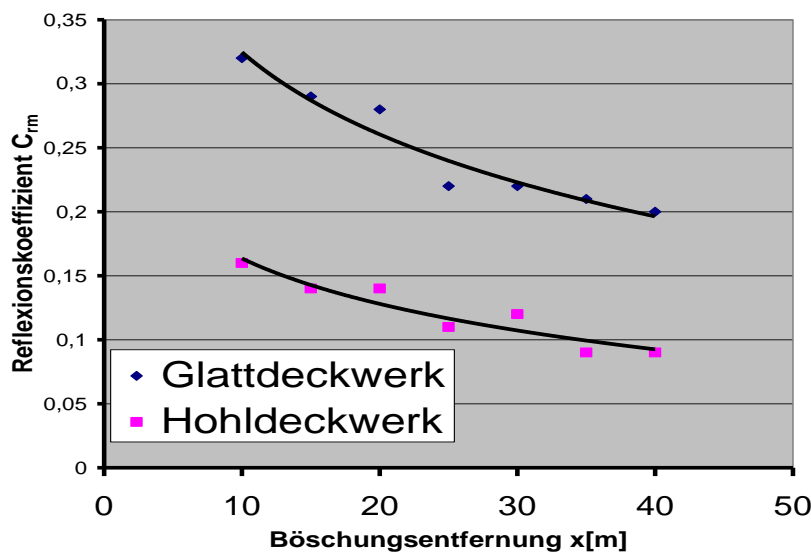


Abb. 11: Arithmetische Mittelwerte  $C_{r,m}(x)$  der Gesamtspektren an Böschungen 1:m = 1:3, gebildet aus der Gesamtheit der Reflexionskoeffizienten  $C_{r,i}(f)$  der Partialwellen gewichtet mit deren Energiegehalt, aufgetragen über der Böschungsentfernung im Naturmaßstab.

Abb.11 enthält die betreffenden entfernungsabhängigen Mittelwerte  $C_{r,m}(x)$ , die näherungsweise als spektrale Mittelwerte - gewichtet mit den Energiegehalten der einzelnen Teilfrequenzbereiche - für das Spektrum insgesamt berechnet werden können. Näheres vergl. Büsching 1992 [9].

Der Vorzug der hier verwendeten Methode zur Ermittlung der Reflexionskoeffizienten besteht darin, dass hierbei das durch Abb.4 dokumentierte unterschiedliche mittlere Energieniveau der Wasserspiegelauslenkungen vor den beiden Deckwerkstypen in der Berechnung enthalten ist. Da sich die *herkömmliche* Berechnung von Reflexionskoeffizienten nur auf die *Wasserspiegelauslenkungen* der partiellen Clapotis bezieht, kann bezweifelt werden, ob derart ermittelte Werte überhaupt ein ausreichendes Kriterium bezüglich der Absorption an Deckwerken darstellen kann.

Im Brandungsbereich verhalten sich im vorliegenden Fall immerhin die Maximalwerte der über der Böschung gemessenen mittleren Energiewerte etwa wie 1: 2/3, vergl. Abbildungen 3 und 4. Wie das Steigungsmaß der Kurve bezüglich des Glattdeckwerks an der Station 0,79m belegt, ist hier allerdings das absolute Maximum (mit einer horizontalen Tangente) noch gar nicht erfasst, weil an Messpositionen zwischen 0,79m und IP die Eintauchtiefe für den Betrieb eines Wellenpegels nicht mehr ausreichte.

Diese Unzulänglichkeit sowie die Bedeutung der unterschiedlichen Positionierung der partiell stehenden Wellen vor den beiden Deckwerksarten waren der Anlass, im Folgenden auch Untersuchungen zu den 1:2 geneigten Deckwerken in die weiteren Betrachtungen einzubeziehen.

##### 5. Relative Phasenlage partiell stehender Wellen an steilen Böschungen sowie resultierende Wellenverformung

Außer den obigen Bemerkungen können basierend auf Abb.7 ergänzend zur Kinematik der an der Böschung brechenden Wellen zunächst nur vage Aussagen gemacht werden:

- Die Energie nimmt böschungsaufwärts in Abhängigkeit von der Brecherform ab.
- Der Brecher erstreckt sich zwischen dem maximalen Schwingungsbauch\_II und einem Ort in der Nähe von IP.
- Werden die Partikelbewegungen auf einer Böschung mit denjenigen an einer vertikalen Wand verglichen, so kann aus der *Waschbewegung* auf ein zusätzliches Energiemaximum („Bauch\_I“ in Abb.7) geschlossen werden, wobei der Wellenaufbau der Gestalt einer gebrochenen Clapotis an einer vertikalen Wand entspräche.

Weitergehende Aussagen können indessen an einem Böschungsbauwerk aus der relativen Positionierung der Partialwellen des o.a. Satzes von partiell stehenden Wellen gewonnen werden. Dazu seien zunächst in Abb.12 einige grundsätzliche Veränderungen betrachtet, die sich ergeben, wenn die vertikale Wand durch eine geneigte Ebene ( $1:m \geq 1:3$ ) ersetzt wird [10].

Wenn die vertikale Begrenzung fehlt, dürften sich die perfekten Knoten in näherungsweise elliptische Bahnlinien (spiralartige imperfekte Knoten) verändern, deren Mittelpunkte deutlich näher als  $L/4$ ,  $3L/4$ ,  $5L/4$  ... nach IP verschoben sind.

Während sich die bauwerksnahen perfekten Knoten zweier unterschiedlich langer Clapotiswellen ( $L_0$ ,  $L_i$ ) im Abstand  $a_0 = L_0/4$  bzw.  $a_i = L_i/4$  von der vertikalen Wand befinden, liegen die betreffenden unvollkommenen (imperfekten) Knoten dem Bezugspunkt IP auf der geneigten Ebene wesentlich näher.

Nachfolgend werden für die Böschungsneigung  $1:3$  diesbezüglich Auswertungen vorgenommen, die auf den relativen Abständen zwischen den Energielinien der Partialwellen der Abb.6 basieren. Dabei wurde die Energielinie der längsten Partialwelle als Referenz gewählt. Diese kann in der Abbildung an ihrem Wert nahe Null ( $E_{\min} \approx 0$ ) bei dem Abstand von ca. 3m von IP erkannt werden. Tatsächlich handelt es sich demnach hier um eine Schwingungsform, die der Clapotis mit perfekten Knoten ( $E_{\min} = 0$ ) recht nahe kommt.

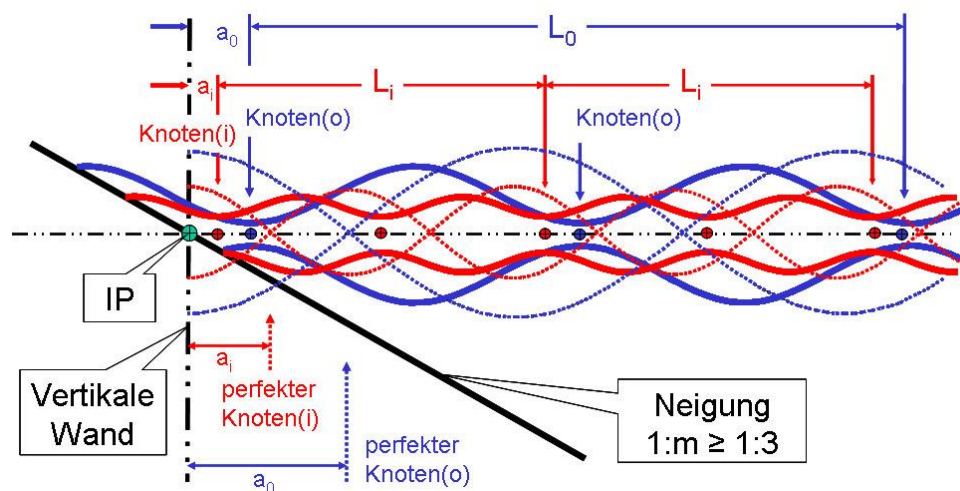


Abb. 12: Vergleich eines Paares stehender Wellen mit Längen  $L_0$  (blau) und  $L_i$  (rot) an einer vertikalen Wand (gepunktete Linien) mit einem Paar partiell stehender Wellen gleicher Längen an einer Böschung  $1:m \geq 1:3$  (durchgezogene Linien).

#### Stadium vor dem Wellenbrechen:

Bei dem Prozess der Wellenverformung an einer Böschung kann ein Stadium vor dem Brechen zweifellos noch der Position des Knotens\_II der o.a. längsten Partialwelle zugeordnet werden. (Dies entspräche dem Abstand  $3L/4$  von einer vertikalen Wand.)

In Abb.6 ist dies der betreffende bereits bezeichnete Ort 3m von IP entfernt für die Partialwelle, die den Frequenzbereich  $0,4015\text{Hz} \leq f \leq 0,4232\text{Hz}$  umfasst. Die zugehörige Wellenlänge  $L_0 = 5,81\text{m}$  entspricht der Distanz zwischen  $E_{\min\_II}$  und  $E_{\min\_IV}$ .

Demnach ist in diesem Falle die Distanz zwischen dem Knoten\_II und IP nur etwa  $2L/4$  (2,91m) anstelle von  $3L/4$  (4,36m). Das bedeutet, dass sich nunmehr auch bei IP ein Knoten befindet!

Die Distanzen von hier bis zu den Knoten\_II der übrigen Partialwellen sind in Abb.13 dargestellt. Werden die Ergebnisse mit den betreffenden Phasenbedingungen der perfekten Clapotis verglichen, stellt sich heraus, dass solche Abstände (mit zunehmender Frequenz (abnehmender Wellenlänge)) abnehmen. Dies bedeutet, dass die Aufteilung der resultierenden Welle vor dem Wellenbrechen auf die relative Verschiebung (und Stauchung) der Partialwellenkomponenten zurückzuführen ist.

#### Brechende Wellen:

Da die Wassertiefe für Abstände kleiner als 0,79m von IP nicht für den Betrieb von Wellenpegeln ausreichte, stehen hier solche Daten nicht direkt zur Verfügung. Immerhin können in Abb.6 noch die Bäuche\_II (Energimaxima) für die niedrigeren Frequenzen (längeren Partialwellen) erkannt werden. Es kann aber wohl

unterstellt werden, dass sich der Prozess der weiteren Stauchung und relativen der Partialwellen auch beim Brechprozess fortsetzt.

Die Bäuche\_II aller Partialwellen überlagern sich in der Art, dass ein kritisches Energiemaximum entsteht, für das eine stabile Wasserspiegelauslenkung der resultierenden Welle schließlich nicht mehr besteht und die Welle etwa als Sturzbrecher bricht.

Die zunehmende Asymmetrie der Energieverteilung wird auch bei der küstenwärtigen Abfolge der Bäuche der resultierenden partiellen Clapotis der Abb.4 deutlich.

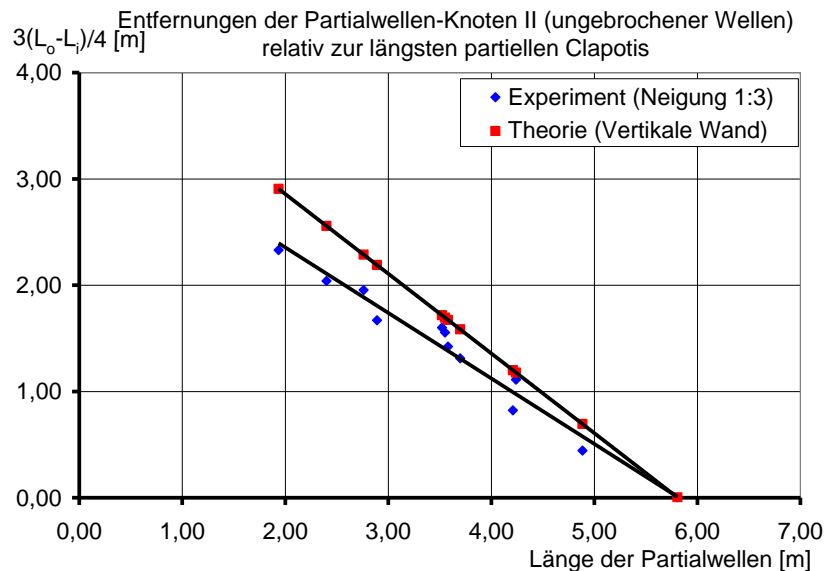


Abb.13: Entfernungen der Partialwellen-Knoten\_II relativ zur längsten Partialwelle der Länge  $L_0 = 5,81\text{m}$

#### Nach dem Wellenbrechen:

Auch die Knoten\_I (entsprechend der Distanz  $L/4$  von der vertikalen Wand) können natürlich nicht der Abb.6 direkt entnommen werden. Werden jedoch in erster Näherung die Wellenlängen der Partialwellen weiterhin als konstant angenommen, können die Orte der Knoten\_I aus den gemessenen relativen Entfernungen der Knoten\_II (Abb.13) extrapoliert werden. Ähnlich wie in Abb.13 sind auch in Abb.14 die extrapolierten relativen Abstände der Knoten\_I im Vergleich mit denjenigen an der vertikalen Wand dargestellt.

Bei dem für beide Diagramme verwendeten gleichen Maßstab erscheinen die Unterschiede hier aber deutlich kleiner. Demnach ist auch dieses Ergebnis noch ein Anzeichen für die weitere Änderung der Asymmetrie der resultierenden partiell stehenden Welle infolge der Verschiebung der beteiligten Partialwellen. Schließlich sind die absoluten Entfernungen  $a_i$  der Knoten\_I von IP in Abb.15 und die relativen Knoten\_I-Abstände zu IP  $a_i/L_i$  in Abb.16 dargestellt.

Aus beiden Diagrammen geht hervor, dass die Knoten\_I umso mehr böschungsaufwärts verschoben sind, je höher die Frequenz der betrachteten Partialwelle ist. Dabei sind auch die negativen Werte plausibel, weil die Wasserteilchenbewegungen sich sehr wohl böschungsaufwärts über IP hinaus erstrecken, und deshalb ein angehobener Ruhewasserspiegel - bekannt etwa auch als „wave setup“ - existieren muss.

Andererseits kann das Phänomen der relativen Knotenverschiebung auch aus der Kinematik der anlaufenden Wellen erklärt werden, für deren langwelligere (nieder-frequente) Komponenten die Randbedingung der Böschungsneigung eher (über größerer Wassertiefe) wirksam wird als für die kurzwelligeren (höher-frequente) mit der Folge, dass sich ein entsprechendes Verhalten dann auch in der Reflexion zeigt.



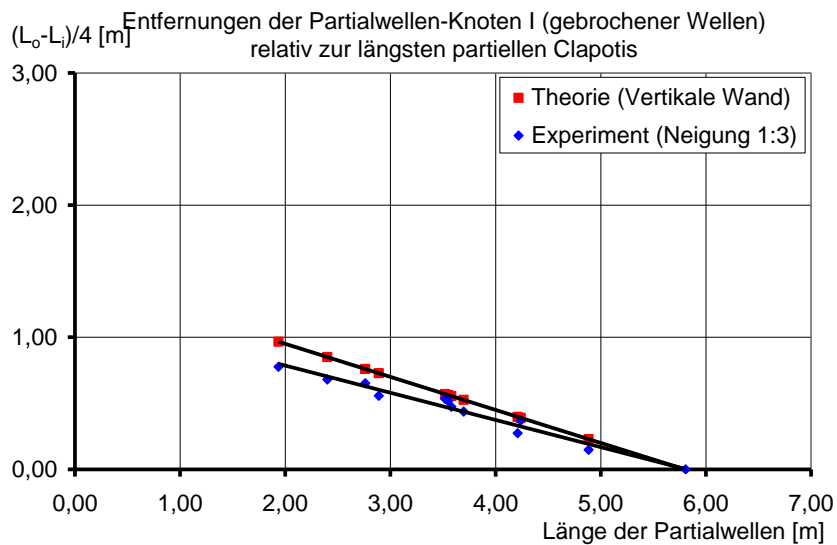


Abb.14: Entfernungen der Partialwellen-Knoten\_I relativ zur längsten Partialwelle der Länge  $L_0 = 5,81\text{m}$ .

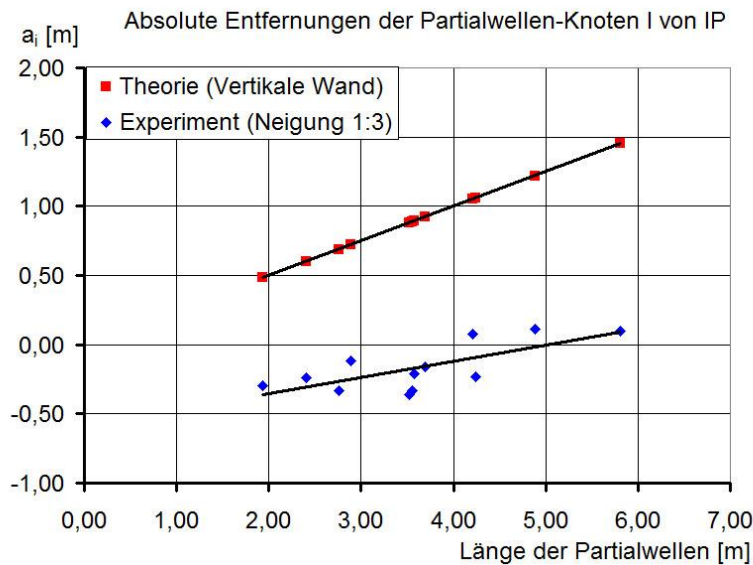


Abb.15 : Absolute Entfernungen  $a_i$  der Partialwellen-Knoten\_I von IP

Jedenfalls kann somit für alle Partialwellen die Lage der Knoten\_I *in unmittelbarer Nähe* zur Böschung dokumentiert werden. Dies gilt auch für die dargestellten maximalen Abweichungen von IP, zumal diese auf der negativen Seite, d.h., böschungsaufwärts von IP liegen.

Damit dürfte bezüglich der *resultierenden Wellen* auch hiermit beschrieben sein, dass sich die Grenzsteilheit der aus der Überlagerung aller Partialwellen resultierenden Brecher sowohl aus einer Zunahme der Brecherhöhe als auch einer Abnahme der Wellenlänge ergibt. Von grundlegender Wichtigkeit wäre aber die Tatsache, dass die betreffende Verlagerung der Knoten\_I um etwa  $90^\circ$  ( $\pi/2$ ) an die Böschungsstruktur heran einen Phasensprung von etwa  $180^\circ$  zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen bedeutet, vergl. Kapitel 6.

Dagegen würde die Extrapolation der experimentellen Kurve in Abb.16 auf das Vielfache der hier erfassten Wellenlängen etwa dem Grenzwert  $a_i/L_i = 0,25$  zustreben. Damit würden *extrem lange* Partialwellen tatsächlich wiederum dem Status perfekt stehender Wellen *ohne Phasensprung* nahekommen.

Gleichartige Ergebnisse für ebene Böschungsoberflächen hatte der Verfasser bereits mit einem ähnlichen Datensatz in [10] mitgeteilt, während ähnliche Aussagen auch für monochromatische Wellen in [3] enthalten sind.

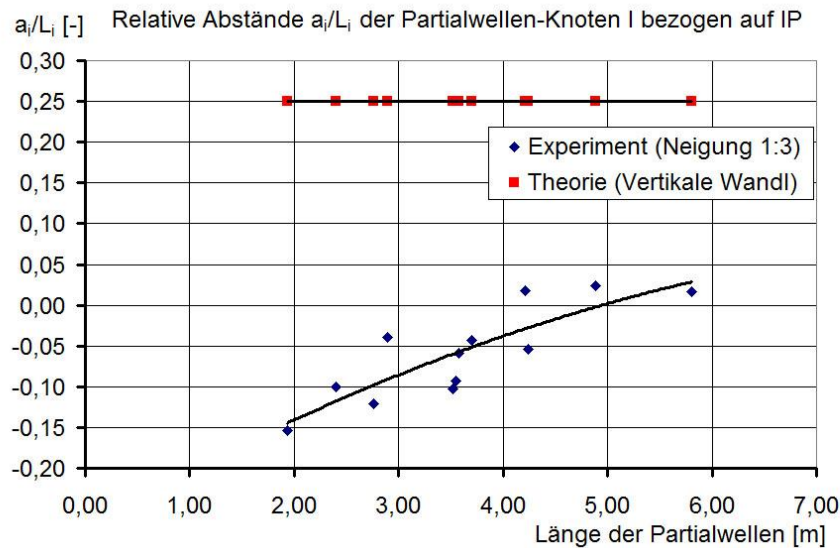


Abb. 16: Relative Entfernungen  $a_i/L_i$  der Partialwellen-Knoten\_I bezogen auf IP

Im Sinne einer besseren Bewertung und Einordnung der oben dargestellten Ergebnisse für die *glatte Böschungsoberfläche* einerseits und einer sichereren Bestimmung von vermuteten Abweichungen bei dem in Abb.01 gezeigten *Hohldeckwerk* andererseits werden nachfolgend auch die Untersuchungsergebnisse für 1:2 geneigte Böschungsbauwerke in die Betrachtung einbezogen. Über letztere war bereits in [11] und [12] berichtet worden. Dabei handelt es sich bei der durchströmbaren Struktur um großvolumige Hohlformkörper in gestufter Anordnung, vergl. Abb.17. Die zugehörigen Messungen waren von Lemke und Nicolai [13] ausgeführt worden.

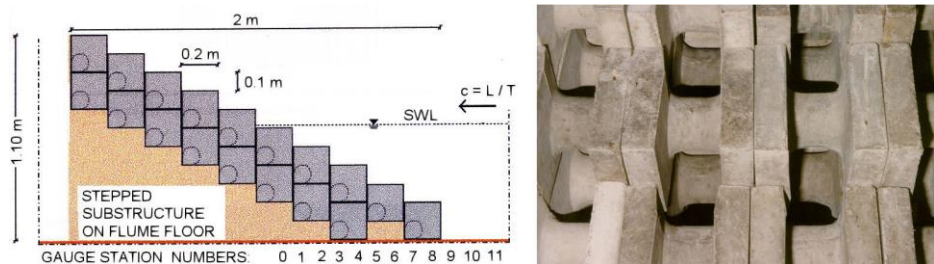


Abb.17: Querschnitt und Teilansicht eines Böschungsbauwerkes der Neigung 1:m = 1:2 aus 2 Lagen großformatiger Hohlformkörper in gestufter Anordnung.

Hierfür erscheinen in Abb.18 anders als in den Abbildungen 5 und 6 die Einzelwerte der Energie für definierte Frequenzbereiche in der Form gestapelter Flächen, aufgetragen über der Entfernung von IP, und zwar sowohl im unteren Bildteil für die Hohlformkörperböschung als auch im oberen Bildteil für die ebene Vergleichsböschung. Bei *diesen* Untersuchungen wurden zudem derart verkürzte Wellenfolgen verwendet, dass sie den Effekt der *Re-Reflexion* nicht mehr enthielten.

Wird wiederum das Signalrauschen - hier oberhalb 0,725 Hz - außer Betracht gelassen (obere gelb-orange farbige Fläche), können bei der glatten Böschung alle Partialwellen sehr deutlich durch die Aufeinanderfolge von Bäuchen und Knoten (loops und nodes) identifiziert werden.<sup>1</sup> Besonders deutlich tritt der oben als „selektive Reflexion“ (SR) bezeichnete Effekt hervor, wonach die langwelligeren Partialwellen an einer geneigten Ebene

<sup>1</sup>Der deutliche Energiezuwachs im Frequenzband  $0,6 \leq f \leq 0,68125\text{Hz}$  an der Messposition 5 dürfte auf örtlich Besonderheiten des Brechprozesses zurückzuführen sein und soll hier nicht weiter diskutiert werden.

eher (d.h., über größerer Wassertiefe) reflektiert werden als die kurzwelligeren mit der Folge, dass alle Partialwellen in der gezeigten Weise gegeneinander verschoben sind. Tatsächlich sind wie bei der glatten Böschung der Neigung 1:3 auch bei der glatten Böschung der Neigung 1:2 die Knoten\_I der Partialwellen etwa an der Böschungsoberfläche in der Nähe von IP lokalisiert.

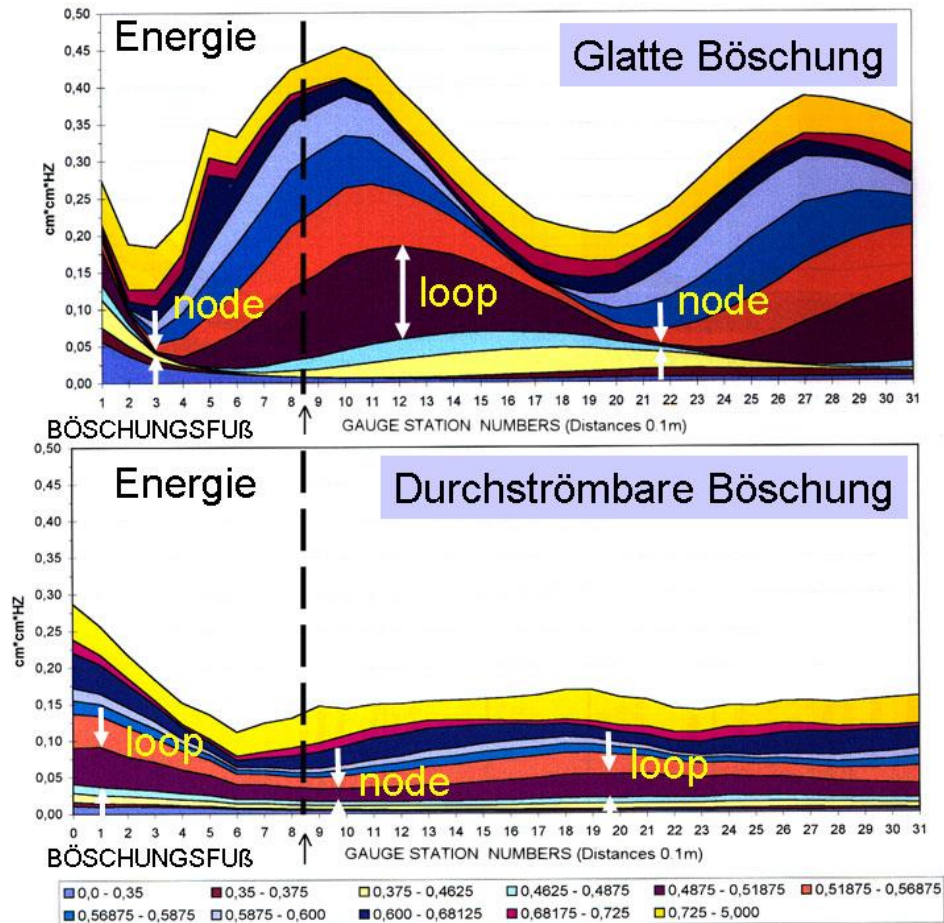


Abb18: Energiegehalt von 11 Frequenzbändern über der Entfernung von IP. Oben: Beleg für partiell stehende Wellenkomponenten (Partialwellen) mit ausgeprägten Energiemaxima (loops) und Energieminima (nodes). Unten: Beleg für Partialwellen mit wesentlich geringerem Energiegehalt. Deutliche Phasendifferenzen zwischen den Partialwellen gleicher Frequenzbereiche.

Es sei darauf hingewiesen, dass bei den hier behandelten Böschungsneigungen 1:2 im Unterschied zur Neigung 1:3 Messungen noch bis nahe an IP heran ausgeführt werden konnten.

Wenn an der *durchströmten Böschung* auch die loops und nodes der Partialwellen weniger deutlich ausgeprägt sind, so ist aber generell nicht nur die immense Energieabnahme infolge der Verwendung der Hohlformkörper beachtlich, sondern auch die Tatsache, dass zwischen den betreffenden Partialwellen vor beiden Böschungsstrukturen ein deutlicher *Phasenunterschied* besteht.

Beispielsweise beträgt der Abstand entsprechender Phasenpunkte für die Partialwellen des Frequenzbereiches  $0,4875\text{Hz} \leq f \leq 0,51875\text{Hz}$ , deren loops und nodes in der Abbildung mit Pfeilen bezeichnet sind, etwa 0,70m. Dieser ergibt bei überschlägiger Berechnung unter Verwendung des aus der Abbildung ebenfalls abgegriffenen Wertes für die Distanz zwischen loop und node von etwa 0,95m eine Phasendifferenz von etwa  $\Delta\psi = 66^\circ$ .<sup>2</sup>

<sup>2</sup> Der im selben Frequenzband bei der Messposition 6 auftretende Minimalwert dürfte auf die dortige undurchlässige Stufe in der Auflagerstruktur zurückzuführen sein, vergl. Abb.17 und soll hier ebenfalls nicht weiter diskutiert werden.

Für eine weiter unten in Kapitel 7 vorzunehmende quantitative Bewertung seien auch hier zunächst die nach der o.a. Methode ermittelten frequenzabhängigen Reflexionskoeffizienten in Abb.19 einander gegenüber gestellt.

Demnach ergeben sich im untersuchten Frequenzbereich  $0,36\text{Hz} \leq f \leq 0,7\text{Hz}$  für das Glatdeckwerk die Reflexionskoeffizienten etwa zu  $0,5 \leq C_r \leq 0,85$  und für das Hohldeckwerk zu etwa  $0,1 \leq C_r \leq 0,3$ .

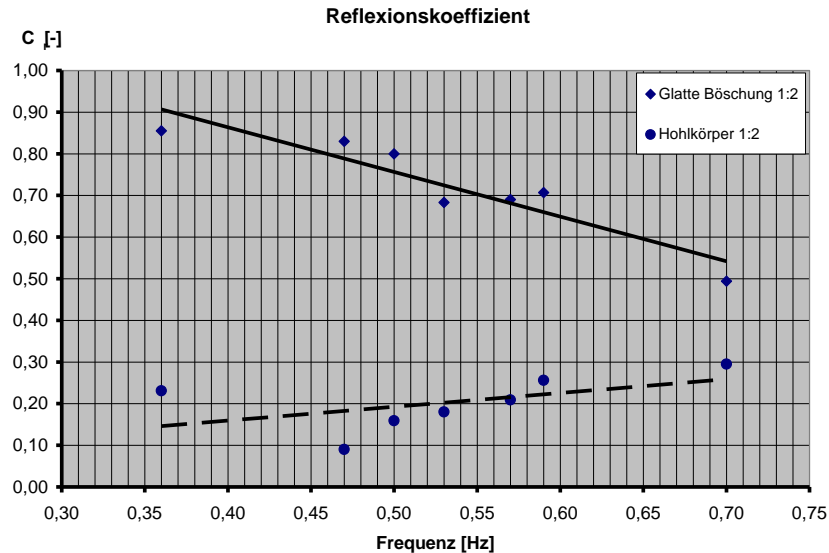


Abb. 19: Spektrale Reflexionskoeffizienten  $C_{r,II}(f)$  von Partialwellen an Böschungen  $1:m = 1:2$ , aufgetragen über den Mittenfrequenzen der zugehörigen Teilfrequenzbereiche

Während die Reflexionskoeffizienten (wie in Abb.10) für die glatte Böschung wiederum mit ansteigender Frequenz abnehmen, ist der Trend bezüglich der Hohlkörperstruktur eher indifferent.

Im Gegensatz zur glatten Böschung ist hier also die Ausbildung eines Schwingungsbauches über der Hohlkörperkonfiguration (an den Positionen 5 bis 0) eindeutig durch die (generelle) Zunahme der Energie mit Annäherung an IP belegt, vergl. Abb. 18. Dabei kann im Vergleich zur glatten Böschung als weitere Information aus der Grafik eine „Energieverlagerung“ von den niedrigeren Frequenzen  $0 < f < 0,46875\text{Hz}$  zu den höheren Frequenzen  $0,4875\text{Hz} < f < 0,725\text{Hz}$  entnommen werden.

Letztere entspricht tatsächlich auch der visuellen Beobachtung der hochturbulenten Strömungsvorgänge beim Ein- und Austritt aus den Hohlräumen des Bauwerks ohne dass sich eine bestimmte Brecherform ausbildet.

Somit ist zu vermuten, dass für die sehr geringen Reflexionskoeffizienten nicht nur die effektive Energieumwandlung an der Hohlkörperstruktur, sondern auch die markante Phasenverschiebung verantwortlich ist. Im Unterschied dazu beträgt für den obigen Fall der Böschungen  $1:m = 1:3$  beispielsweise ein vergleichbarer Wert der Phasendifferenz für Partialwellen des ähnlichen Frequenzbereiches  $0,49\text{Hz} \leq f \leq 0,54\text{Hz}$  nur etwa  $\Delta\psi = 18^\circ < 66^\circ$ . Obwohl auch für das betreffende Hohldeckwerk die Absenkung der Reflexionskoeffizienten gegenüber dem Glatdeckwerk beträchtlich ist (vergl. Abb.10), dürfte aber durch den sich dabei einstellenden partiellen Sturzbrecher (collapsing breaker) ein markant anderes Brandungsverhalten vorliegen.

## 6. Weitergehende Überlegungen zum Auftreten eines Phasensprunges zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen.

Wie bereits in der Einführung erwähnt, hatte der Verfasser bereits in den 1990er Jahren auf die Wechselwirkung der anlaufenden Wellen mit der Waschbewegung vorausgegangener Wellen auf der Böschung hingewiesen [1] und in diesem Zusammenhang das Auftreten einer „Brandungsresonanz“ erörtert. Naturgemäß ist hierfür die Abstimmung nicht nur der Frequenzen sondern auch die relative Lage der Wellenphase zur Phase der Waschbewegung auf der Böschung entscheidend. Der *Lage* der partiellen Clapotis seewärtig der Böschung dürfte hierbei besondere Bedeutung zukommen.

Wie nachfolgend gezeigt werden wird, ist letztere von der Disposition einer Phasendifferenz zwischen anlaufenden und reflektierten Wellen abhängig.

Wird bei der Wellenreflexion an einem Böschungsbauwerk - abweichend von der herkömmlichen Konvention - für die zurückgeworfene Welle nicht nur eine zur anlaufenden Welle ( $H_i$ ) unterschiedliche Wellenhöhe  $H_r < H_i$ , sondern auch ein Phasenunterschied  $\Delta\varphi$  zur anlaufenden Welle zugrunde gelegt, kann für Kosinuswellen ein derart definierter Reflexionskoeffizient  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$  in der Art einer Parameterdarstellung angegeben werden.<sup>3</sup> Dazu wurde hier für vorgegebene Parameter  $0,1 \leq H_r/H_i \leq 1,0$  jeweils die Funktionen  $C_r = f(\Delta\varphi)$  ermittelt, deren Einzelwerte für vorgegebene Kosinuswellen mit dem Phasenunterschied  $\Delta\varphi$  aus der Anwendung der bekannten Beziehung nach Healy (1953) stammen.

$$C_r = \frac{H_{\max} - H_{\min}}{H_{\max} + H_{\min}} \quad \text{mit } H_{\max} = H_i + H_r \text{ und } H_{\min} = H_i - H_r \quad (7)$$

Für den *theoretischen* Fall einander begegnender Kosinuswellen gleicher Länge bzw. gleicher Periode - die anlaufende Welle der Höhe  $H_i$  möge sich nach rechts bewegen - ist ein Beispiel des Berechnungsschemas für den Parameter  $H_r/H_i = 0,7$  und den Phasenabstand  $\Delta\varphi = \pi/4$  (45°) Abb.20 enthalten. Hieraus ist ersichtlich, dass der Phasenunterschied  $\Delta\varphi$  eine Verlagerung der partiellen Clapotis bewirkt, deren imperfekte Bäuche und Knoten durch die Extremwerte der Funktionen  $H_{\max}$  und  $H_{\min}$  charakterisiert sind. Die zusätzliche Berücksichtigung des Phasenabstandes  $\Delta\varphi$  bewirkt im vorliegenden Fall für den Reflexionskoeffizienten rechnerisch eine Änderung von  $C_r = f(H_r/H_i) = 0,7$  auf  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi) = 0,377$ .

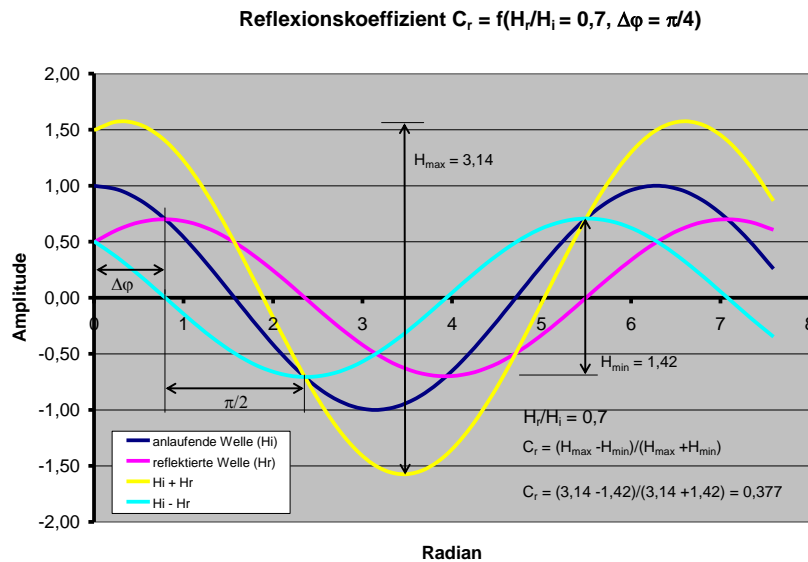


Abb.20: Zur Ermittlung des Reflexionskoeffizienten  $C_r = f(H_r/H_i = 0,7; \Delta\varphi = \pi/4)$

Die Gesamtheit der Reflexionskoeffizienten  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$  ist für die Parameter  $0,1 \leq H_r/H_i \leq 1,0$  und Phasendifferenzen  $0^\circ \leq \Delta\varphi \leq 180^\circ$  in Abb.21 wiedergegeben.

Bemerkenswert ist dabei die Tatsache, dass für Phasenabstände  $90^\circ < \Delta\varphi \leq 180^\circ$  entsprechend der verwendeten Definition *negative* Reflexionskoeffizienten erhalten werden.

Wird zunächst der *theoretische* Fall gleicher Kosinuswellenhöhen  $H_i = H_r$  (Parameterkurve  $H_r/H_i = 1$ ) betrachtet, so ist der Reflexionskoeffizient  $C_r = 1,0$  für  $\Delta\varphi = 0^\circ$  einer perfekten Clapotis mit einem Schwingungsbauch am Reflexionspunkt (etwa an einer vertikalen Wand) zugeordnet, während der Phasenabstand  $\Delta\varphi = 180^\circ$  den negativen Reflexionskoeffizienten  $C_r = -1,0$  ergibt. Der letztere repräsentiert zwar ebenfalls eine perfekte Clapotis, nur mit dem Unterschied, dass am Ort der Reflexion nunmehr ein Schwingungsknoten existiert und damit der Fall der Reflexion mit Phasensprung vorliegt.

<sup>3</sup> Alternativ besteht auch die Möglichkeit der Formulierung eines komplexen Reflexionskoeffizienten.



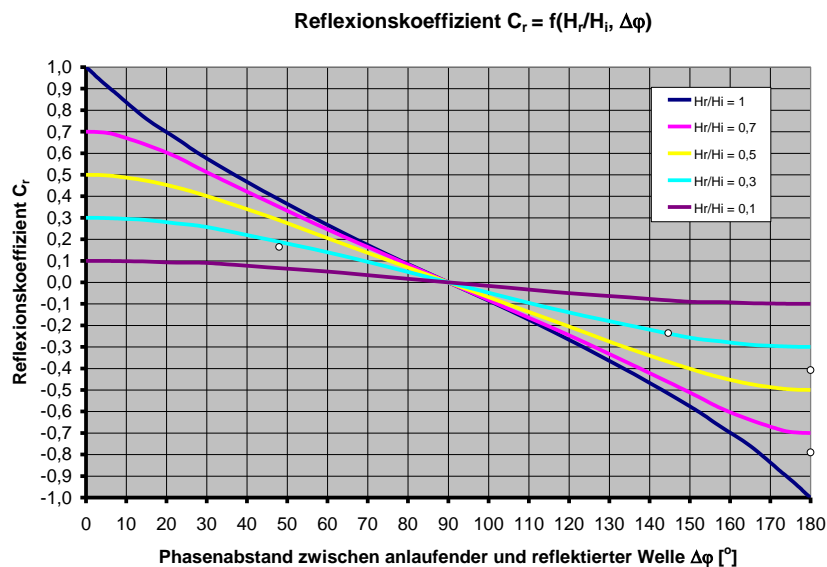


Abb.21: Reflexionskoeffizienten  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$  für Parameter  $0,1 \leq H_r/H_i \leq 1,0$  und Phasenabstände  $0^\circ \leq \Delta\varphi \leq 180^\circ$ .

Beide Clapotiswellen sind demnach um  $\Delta\phi = 90^\circ$  ( $\pi/2$ ) gegeneinander phasenversetzt. Für veränderliches  $\Delta\varphi$  von  $0^\circ$  auf  $180^\circ$  vollzieht sich also der Übergang von der Reflexion ohne Phasensprung zur Reflexion mit Phasensprung, bei dem ein Wellenberg als Wellental reflektiert wird und umgekehrt.

Für den Phasenabstand  $\Delta\varphi = 90^\circ$  wird  $C_r = 0$ , d.h., in diesem ausgezeichneten Fall findet Reflexion nicht mehr statt. (Es gibt nur die anlaufende fortschreitende Welle.)

Phasenabstände  $\Delta\varphi$  zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  einerseits und solche zwischen  $90^\circ$  und  $180^\circ$  andererseits repräsentieren jedoch partiell stehende Wellen, d.h. Wellen, die etwa als eine Mischung aus stehenden Wellen mit fortschreitenden Wellen aufgefasst werden können. Die fortschreitende Wellenkomponente des resultierenden Wellenfeldes bewirkt aber, dass letzteres *visuell* kaum von einer perfekt fortschreiten Welle zu unterscheiden ist. Bauwerksnahe imperfekte Knoten befinden sich im Abstand  $0 < a_i < L_i/4$  von IP.

Für Kurvenparameter  $H_r/H_i < 1$  ergeben sich natürlich auch für die ausgezeichneten Phasenabstände  $0^\circ$  und  $180^\circ$  *partiell* stehende Wellen.

Die generelle Aussage der Abb.21 besteht also darin, dass ein Phasenunterschied zwischen anlaufender und reflektierter Welle eine Verminderung des Betrages des Reflexionskoeffizienten bewirkt, und zwar umso mehr je näher der Phasenabstand bei  $90^\circ$  (bzw.  $\pi/2$ ) liegt.

Bei der Bestimmung der Reflexionskoeffizienten aus den Einhüllenden der partiell stehenden Wellen bzw. aus deren oben definierten Energielinien kommt es demnach darauf an, welche Art partieller Clapotis tatsächlich bei den betreffenden Untersuchungen in Erscheinung getreten ist. So wäre nach den o. a. Versuchen bezüglich der glatten Vergleichsböschungen 1:3 und 1:2 jeweils von „unvollkommener negativer Reflexion“ mit einem mittleren Reflexionskoeffizienten von etwa  $C_r \approx -0,35$ , vergl. Abb.10, bzw.  $C_r \approx -0,75$ , vergl. Abb.20, auszugehen. Unvollkommene negative Reflexion läge auch noch bei dem *Hohldeckwerk* 1:3 mit einem mittleren Reflexionskoeffizienten um  $C_r \approx -0,2$ , (Abb.10) vor, während sich bei der *Hohlkörperböschung* 1:2 „unvollkommene positive Reflexion“ mit einem Mittelwert von etwa  $C_r \approx +0,2$  (Abb.19) ergibt, da Abb.18 etwa einen imperfekten Bauch in der Nähe von IP zeigt.

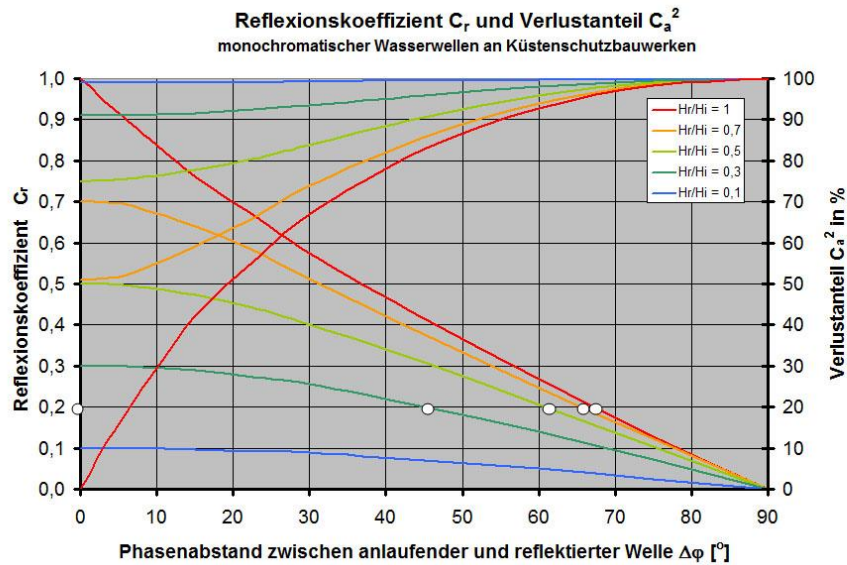


Abb.22: Untere Kurvenschar: Reflexionskoeffizient  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$ ;  
Obere Kurvenschar: Absorptionsanteil (Verlustanteil)  $C_a^2 = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$ .

Eine quantitative Aussage darüber, wie weit insbesondere an diesem letzteren guten Ergebnis (bezüglich der Effektivität der Hohlformkörper) die Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  beteiligt gewesen ist, wird exemplarisch für einen ausgewählten Teilfrequenzbereich in Kapitel 7 vorgenommen.

Ohne Kenntnis der Positionierung der partiellen Clapotis wäre ein vorgegebener Reflexionskoeffizient indessen hinsichtlich seiner absorptionswirksamen Anteile aus Phasendifferenz und Wellenhöendifferenz vieldeutig, wie etwa für den Wert  $C_r = 0,2$  für Phasendifferenzen zwischen  $0^\circ$  und  $90^\circ$  in Abb. 22 angedeutet ist.

Im hier behandelten Falle eines nicht überströmten Bauwerkes wird die Verknüpfung zwischen dem Reflexionskoeffizienten  $C_r$  und dem Absorptionskoeffizienten  $C_a$  auf der Grundlage des Satzes von der Erhaltung der Energie üblicherweise wie folgt hergestellt:

Die Energie  $E_i$  der anlaufenden Wellen ist gleich der Summe aus der am Bauwerk reflektierten Energie  $E_r$  und der vom Bauwerk absorbierten Energie  $E_a$ .

$$E_i = E_r + E_a \quad (8)$$

Mit Bezug auf die in der Einführung spezifizierte phänomenologische Modellvorstellung des Wellenbrechvorganges ist hier aber klarzustellen, dass es sich bei dem reflektierten Energieanteil  $E_r$  eigentlich (genauer) um denjenigen handelt, der *beim Brechvorgang* seewärts reflektiert wird. Der der absorbierte Anteil  $E_a$  beinhaltet dagegen die gesamte Energiedissipation des Brechvorganges und der Energieumwandlungsprozesse auf der Böschung, wenn auch der Brechvorgang selbst vom Bauwerk induziert wird.

Da die Wellenenergie dem Wellenhöhenquadrat proportional ist, folgt

$$H_i^2 = H_r^2 + H_a^2 \quad (9)$$

und daraus mit der Division durch  $H_i^2$  die Beziehung zwischen den Koeffizientenquadraten, die bei der vorliegenden Betrachtung stellvertretend für die betreffenden Energieanteile verwendet werden soll.

$$1 = C_r^2 + C_a^2 \quad (10)$$

So enthält die obere Kurvenschar in Abb.22 auch den unter Verwendung von  $C_a^2 = 1 - C_r^2$  gebildeten gesamten Energieverlustanteil  $C_a^2 = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$ . Global nehmen demnach im hier dargestellten Bereich der Phasenunterschiede von 0 bis  $90^\circ$  die Reflexionskoeffizienten  $C_r$  vom jeweiligen Parameterwert auf Null ab, während die Absorption  $C_a^2$  (Verlustanteil) vom jeweils zugehörigen Ausgangswert auf 100% ansteigt. Die Gradienten der Parameterkurven sind dabei umso stärker, je näher der Parameter dem Wert  $H_r/H_i = 1$  liegt.

Zur Verdeutlichung des Einflusses der Phasendifferenz ist in Abb.23 noch dem gesamten Absorptionsanteil der anteilige Absorptionsanteil  $C_{ap}^2 = f(H_r/H_i, \Delta\varphi) = C_a^2 - C_a^2(\Delta\varphi=0)$  gegenübergestellt, der aus dem ersteren entsteht, wenn davon  $C_a^2(\Delta\varphi=0) = C_{a0}^2$  in Abzug gebracht wird.

Demnach bewirkt die Phasendifferenz  $\Delta\varphi = 90^\circ$  z. B. für den die Amplitudendifferenz kennzeichnenden Parameter  $H_r/H_i = 0,7$  mit 49% etwa die Hälfte des Gesamtverlustes.

Für die Phasendifferenz  $\Delta\varphi = 30^\circ$  hingegen ergibt sich die Bilanz wie folgt:

$$C_r^2 + C_{a0}^2 + C_{ap}^2 = 26\% + 51\% + 23\% = 100\% \quad (11)$$

In diesem Falle liegt also der Absorptionsanteil infolge der Phasendifferenz (mit 23%) etwa in der Größenordnung der Energie der reflektierten Welle (26%), während die Absorption infolge Amplitudendifferenz etwa doppelt so groß ist (51%).

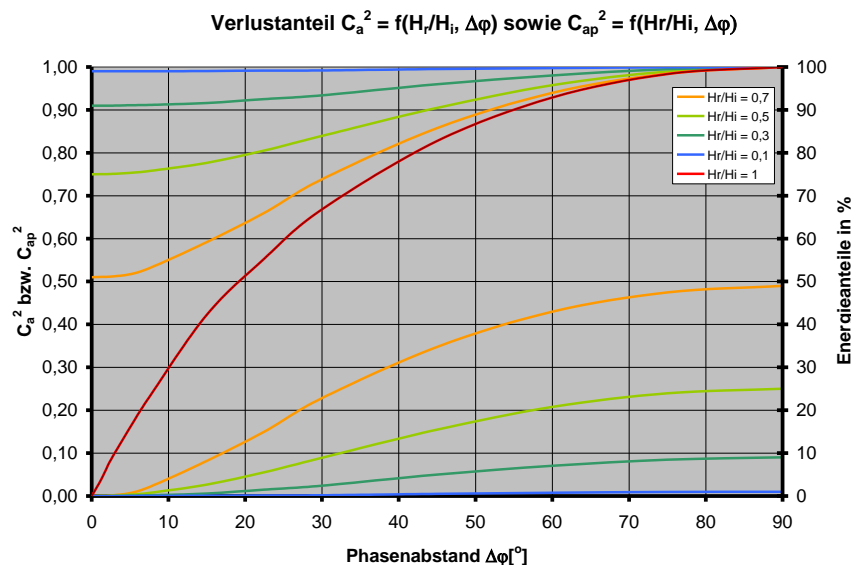


Abb.23: Obere Kurvenschar: Gesamter Absorptionsanteil (Verlustanteil)  $C_a^2 = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$ ; Untere Kurvenschar: Anteiliger Absorptionsanteil (Verlustanteil)  $C_{ap}^2 = f(H_r/H_i, \Delta\varphi) = C_a^2 - C_a^2(\Delta\varphi=0)$ .

## 7. Abschätzung des Einflusses der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ auf den Reflexionskoeffizienten $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$ .

Nachfolgend wird am Beispiel oben erwähnter Einzelergebnisse dargestellt, wie unter Verwendung des Diagramms der Abb.21 eine Abschätzung der Einflussgrößen  $H_r/H_i$  und  $\Delta\varphi$  auf den Reflexionskoeffizienten  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$  vorgenommen werden kann. Bezüglich der Böschung 1:3 werden hierfür die Partialwellen des Frequenzbereiches  $0,48\text{Hz} \leq f \leq 0,56\text{Hz}$  und bezüglich der Neigung 1:2 die Partialwellen des ähnlichen Frequenzbereiches  $0,4875\text{Hz} \leq f \leq 0,51875\text{Hz}$  verwendet.

Als hinreichend genaue Ausgangsbedingung wird hier für beide glatten Böschungen ein Phasensprung  $\Delta\varphi = 180^\circ$  angenommen und damit die Knoten der vorliegenden partiellen Clapotis gegenüber einer (partiellen) Clapotis ohne Phasensprung um  $\Delta\varphi = 90^\circ$  versetzt sind. Somit liegt hierfür jeweils negative partielle Reflexion vor mit einem auf die Mittenfrequenz bezogenen Reflexionskoeffizienten  $C_r \approx -0,41$  (für die Böschungsneigung 1:3, vergl. Abb.10 und Markierung in Abb.21) bzw.  $C_r \approx -0,8$  (für die Böschungsneigung 1:2, vergl. Abb.20 und Markierung in Abb.21).

Wird davon ausgegangen, dass Phasensprünge  $\Delta\varphi < 180^\circ$  auch bei partieller Reflexion eine Knotenverschiebung um  $\Delta\phi = \Delta\varphi/2$  zur Folge haben, können die aus Auswertungen analog Abb.18 ablesbaren Knotenverlagerungen  $\Delta\psi$  wie folgt Phasendifferenzen  $\Delta\varphi$  zugeordnet werden.

Die auf den Koordinatenursprung bezogene Knotenverschiebung beträgt

$$\Delta\phi = 90^\circ - \Delta\psi \quad \text{und} \quad \Delta\varphi = 2(90^\circ - \Delta\psi) \quad (12)$$

Mit dem bekannten Reflexionskoeffizienten  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi)$  wird der Parameter  $H_r/H_i$  als interpolierte Scharfcurve durch den Punkt  $P(\Delta\varphi, C_r)$  erhalten, vergl. Abb.21.

Für das *Hohldeckwerk 1:3* liefert die Auswertung für den betreffenden Frequenzbereich eine Knotenverlagerung  $\Delta\psi = 18^\circ$ , woraus sich eine Phasendifferenz  $\Delta\varphi = 144^\circ$  ergibt. Mit  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi) = -0,24$  (Abb.08) wird als Scharfparameter der Wert  $H_r/H_i \approx 0,30$  erhalten (Markierung in Abb.21). Die im Reflexionskoeffizienten enthaltene Abminderung infolge Phasendifferenz beläuft sich demnach auf absolut  $0,30 - 0,24 = 0,06$ , d.h., 20%.

Für die mit einer Neigung 1:2 gestapelten *Hohlformkörper* liefert die Auswertung für den betreffenden Frequenzbereich eine Knotenverlagerung  $\Delta\psi = 66^\circ$ , woraus sich eine Phasendifferenz  $\Delta\varphi = 48^\circ$  ergibt. Mit  $C_r = f(H_r/H_i, \Delta\varphi) = +0,17$  (Abb.19) wird als Scharfparameter der Wert  $H_r/H_i \approx 0,26$  erhalten (Markierung in Abb.21). Die im Reflexionskoeffizienten enthaltene Abminderung infolge Phasendifferenz beläuft sich demnach auf absolut  $0,26 - 0,17 = 0,09$ , d.h., rd. 35%.

## 8. Schlussfolgerungen (Hypothese und weitere Beobachtungen)

Die vorstehenden Ausführungen geben insbesondere mit Bezug auf Abb.21 Anlass zu der nachfolgend spezifizierten Hypothese „Über die Reflexion partiell stehender Wellen an geneigten Flächen“.

Im Gegensatz zu der perfekt stehenden Welle an einer vertikalen Wand infolge Totalreflexion ohne Phasensprung (i.e. positive Reflexion mit einem Knotenabstand  $a = L/4$  von der Reflexionsfläche;  $C_r = 1,0$ ;  $\Delta\varphi = 0^\circ$ ) gibt es an einer unter bestimmtem Winkel geneigten ebenen Böschungsoberfläche den Fall der Totalreflexion mit Phasensprung (i.e. negative Reflexion mit einem *Knoten an der Reflexionsfläche*;  $C_r = -1,0$ ;  $\Delta\varphi = 180^\circ$ ). Beide Arten der Totalreflexion (Retro-Reflexion) sind als *theoretische Grenzfälle* der Reflexion unter Ausschluss jeglicher Reibungseffekte an den Grenzflächen (Wasser - Luft bzw. Wasser - Festkörper) zu verstehen.

Wenn davon ausgegangen wird, dass sich Energieumwandlungsprozesse bei der Reflexion nicht nur in der Änderung der Amplitude sondern zugleich auch in der Phase der zurückgeworfenen Welle äußern, dürften darüber hinaus auch noch die Fälle partieller Reflexion als *theoretisch* zu kennzeichnen sein, die Reflexionskoeffizienten  $C_r = f(H_r/H_i = 1; 0^\circ < \Delta\varphi < 180^\circ)$  entsprechen.

Alle übrigen Fälle partieller Reflexion mit den Parametern  $0 < H_r/H_i < 1$  und  $0^\circ < \Delta\varphi < 180^\circ$  sind indessen durch Energieumwandlungsprozesse unterschiedlichster Art bedingt. Hierbei liegt nahe, neben der von der Böschungsneigung und der Wellensteilheit abhängigen Brecherkennzahl  $\xi = \tan\alpha/\sqrt{H/L}$  (nach Iribarren) auch die Phasendifferenz  $\Delta\varphi$  als Bestimmungsgröße für die sich ausbildende Brecherform zu vermuten.

Zumindest an den hier behandelten steilen Böschungen mit glatter oder moderat rauer Oberfläche liegt im dargestellten Sinne *negative Reflexion* vor, deren Ausprägung aber u.a. abhängig von der Böschungsneigung noch weiterer Spezifizierung bedarf.

An steilen, glatten Böschungen scheint die ausgeprägte negative Reflexion in der Ausbildung von Sturzbrechern ihren Ausdruck zu finden.

Moderat negative Reflexion an Hohldeckwerken ist mit partiellen Sturzbrechern (collapsing breakers) verbunden, während Energieumwandlung mit undefinierbarer Brecherform bei großvolumigen Hohlformkörpern im Bereich positiver Reflexion erfolgt.

## 9. Schriftenverzeichnis

- [1] BÜSCHING, F.: Durchströmbare Böschungsstrukturen, BAUINGENIEUR 66, S. 11-14, 1991
- [2] SCHOEMAKER, H.J. AND J.TH. THIJSSE: Investigation of the reflection of waves, Third Meeting, Intern. Assoc. Hyd. Structures Res., 1-2 September, 1949
- [3] BÜSCHING, F.: Hollow Revetment Elements
  1. Proc. Fourth International Conference on Coastal and Port Engineering in Developing Countries COPEDEC IV, Rio de Janeiro, S. 961-976, 1995
  2. Beiträge aus dem Küsteningenieurwesen (Papers on Coastal Engineering), FH Bielefeld, Abt. Minden, Nr. 4, 1996
- [4] SUTHERLAND, J. AND O'DONOGHUE, T.: Wave Phase Shift at Coastal Structures, Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 124, No. 2, March/April 1998, pp. 90-98.
- [5] BÜSCHING, F.: On Energy Spectra of Irregular Surf Waves, Proceedings, 15th Internat. Conference On Coastal Eng., Honolulu, Hawaii, USA, 21 Seiten, 1976
- [6] BLEES, O. UND STÜHMEIER, M.: Wellen und Strömungen vor geböschten Uferschutzbauwerken, Diplomarbeiten FH Bielefeld University of Applied Sciences 1991, unveröffentlicht

- [7] HAGEMEYER, K. UND KRAMER, M.: Reflexion irregulärer Wellen an geböschten Uferschutzbauwerken, Diplomarbeiten FH Bielefeld University of Applied Sciences 1992, unveröffentlicht
- [8] BÜSCHING, F.: Sturmwellen-Resonanz an der Westküste der Insel Sylt, Die Küste, Heft 67, 2003 pp. 51-82.
- [8] Büsching, F: Wave Resonances Detected in a Wave Tank and in the Field, Ocean Wave Measurement and Analysis, 5<sup>th</sup> Int. Symposium Waves 2005, Madrid, Spain, Paper number: 134, 12pp.
- [9] BÜSCHING, F.: Wave and Downrush Interaction on Sloping Structures, Proc. 10th International Harbour Congress, Antwerpen, S. 5.17-5.25, 1992
- [10] BÜSCHING, F.: Combined Dispersion and Reflection Effects at Sloping Structures
  1. 4th International Conference on Coasts, Ports and Marine Structures, ICOPMAS'2000, Proceedings (Abstracts and CD), Bandar Abbas, Iran, 21. – 24. Nov. 2000.
  2. International Conference on Port and Maritime R&D and Technology ICPMRDT, p.411-418, Singapore, 29.-31.10.2001, Proc. / CD
- [11] BÜSCHING, F.: Hollow Cubes – Durchströmbare Hohlformkörper als Bauelemente wellenbelasteter Böschungsabdeckungen - HANSA –International Maritime Journal - C 3503 E, 138, H. 10 p.62-65, 2001.
- [12] BÜSCHING, F.: Reflection from Hollow Armour Units, Proc. COPEDEC V, p.1362 - 1370, Cape Town, South Africa 1999.
- [13] LEMKE, S. UND NICOLAI, A.: Reflexion an einer aus Beton-Hohlformkörpern (Hollow Cubes) bestehenden Böschung mit der Neigung 1:2, Diplomarbeit FH Bielefeld University of Applied Sciences, 1998, unveröffentlicht.